



TITLE:

水深変化する非定常な複断面開水路乱流に関する研究(  
Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

山上, 路生

---

CITATION:

山上, 路生. 水深変化する非定常な複断面開水路乱流に関する研究. 京都大学, 2003, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2003-03-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k10150>

RIGHT:

**水深変化する非定常な複断面開水路乱流  
に関する研究**

2002年12月

山 上 路 生

# 水深変化する非定常な複断面開水路乱流 に関する研究

2002年12月

/

山 上 路 生

# 目 次

	頁
1. 序論	1
1.1 はじめに	3
1.2 従来の研究	3
1.3 本研究の目的	6
1.4 本研究の構成	7
参考文献	9
2. 鉛直2次元の非定常な開水路流れに関する実験的解明	11
2.1 概説	13
2.2 実験装置と実験条件	13
2.3 非定常開水路流れのデータ解析法	14
2.4 実験結果と考察	16
(1) 非定常開水路乱流の内部構造	16
(2) 底面粗度が位相差に及ぼす影響	19
(3) 粗面効果を考慮した非定常パラメータ	19
2.5 結語	20
参考文献	21
3. 鉛直2次元の非定常な開水路流れに関する数値計算	23
3.1 概説	25
3.2 水深変化を有する非定常開水路流れの計算方法	25
(1) 基礎方程式	25
(2) 自由水面計算手法(VOF 法)	26
(3) VOF 関数の移流方程式	27
(4) ドナー・アクセプター法	28
(5) 自由表面における境界条件	29
(6) 表面セルの決定	30
(7) 表面セルの方向の決定	30
(8) 流体体積の補正	31
(9) VOF 法のまとめ	31
3.3 弱い非定常性を有する鉛直2次元の開水路乱流の数値計算	32
3.3.1 はじめに	32
3.3.2 計算条件	32



(1) 計算ケース	32
(2) RANS 方程式	33
(3) 低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデル	34
(4) 境界条件	36
3.3.3 計算結果と考察	36
(1) 非定常開水路流れの時空間構造	36
(2) 底面せん断応力の時間変化特性	36
(3) せん断応力分布に及ぼす非定常効果	37
(4) 渦動粘性係数の水深方向分布特性	38
(5) 乱れと水深ピークの出現時刻の関係	39
(6) 主流速の分布特性	39
(7) ループ特性	42
(8) 乱れ強度およびレイノルズ応力の鉛直分布特性	43
(9) 乱れエネルギー収支の分布	43
(10) 主流速, 水深および乱れ特性量のピークの出現順序	43
3.3.4 おわりに	44
3.4 強い非定常性を有する鉛直 2 次元の開水路乱流の数値計算	45
3.4.1 はじめに	45
3.4.2 計算条件	45
(1) 計算ケース	45
(2) 非定常効果関数の開発	45
3.4.3 計算結果と考察	46
(1) 非定常開水路乱流の空間構造	46
(2) 摩擦速度の算出	46
(3) 主流速分布	48
(4) カルマン定数の時間変化特性	49
(5) 乱れエネルギー分布	49
(6) 壁面近傍の乱れ強度の時間変化	50
(7) 乱れエネルギー散逸率の時間変化	50
3.4.4 おわりに	50
3.5 結語	52
参考文献	53
4. 浮遊砂を含む非定常な開水路乱流の数値予測	55
4.1 概説	57
4.2 非定常開水路乱流の空間構造に関する数値計算	57

4.2.1	はじめに	57
4.2.2	計算ケースと基礎式	58
(1)	基礎方程式	58
(2)	境界条件	59
4.2.3	計算結果と考察	59
(1)	水理量の時間的空間的な変化特性	59
(2)	ループ特性	61
(3)	波形の変形特性	61
(4)	主流速分布と wake 特性	62
(5)	運動方程式における構成項の分布	63
(6)	乱れ特性量分布	65
4.2.4	おわりに	66
4.3	浮遊砂を含む非定常開水路乱流の数値計算	68
4.3.1	はじめに	68
4.3.2	基礎方程式と計算条件	68
(1)	基礎式	68
(2)	計算ケースと境界条件	69
4.3.3	計算結果と考察	70
(1)	定常流れにおける浮遊砂効果	70
(2)	非定常浮遊砂流れの時間的な変化特性	71
(3)	浮遊砂濃度の時間的空間的分布	72
4.3.4	おわりに	73
4.4	結語	75
	参考文献	75
5.	3次元の非定常な複断面開水路流れに関する実験的解明	77
5.1	概説	79
5.2	非定常な開水路乱流の実験的研究	79
5.2.1	はじめに	79
5.2.2	実験条件	79
5.2.3	実験結果と考察	81
(1)	2方向の計測間の誤差	81
(2)	主流速および水深の時間変化	81
(3)	水深勾配の時間変化	82
(4)	ループ特性	82
(5)	2次流構造	83

(6) 主流速分布特性	85
(7) 底面せん断応力分布特性	87
(8) 乱れ強度分布特性	89
(9) 乱れエネルギー分布特性	91
(10) 垂直応力差分布特性	91
(11) Reynolds 応力分布特性	92
(12) 乱れの発生率分布特性	93
5.2.4 おわりに	93
5.3 単断面から複断面へ遷移する非定常開水路乱流の実験的研究	95
5.3.1 はじめに	95
5.3.2 実験条件	95
5.3.3 実験結果と考察	95
(1) 2方向の計測間の誤差	95
(2) 主流速と水深の時間変化特性	96
(3) 水深勾配の時間変化	97
(4) ループ特性	97
(5) 2次流分布特性	97
(6) 渦度分布特性	98
(7) 主流速分布特性	100
(8) 底面せん断応力の横断分布	102
(9) 乱れ強度分布特性	103
(10) 乱れエネルギー分布特性	105
(11) 垂直応力差分布特性	106
(12) Reynolds 応力分布特性	106
(13) 底面せん断応力の構成成分	107
(14) 乱れの発生率分布特性	109
5.3.4 おわりに	109
5.4 非定常な複断面開水路流れの3次元乱流計測に関する総合的考察	110
5.4.1 非定常時における2次流構造の比較	110
5.4.2 主流速分布特性の比較	110
5.4.3 底面せん断応力および摩擦速度特性の比較	111
5.4.4 乱れ特性の比較	112
5.4.5 流れの現象モデル	113
5.5 結語	113
参考文献	114

<b>6. 3次元の非定常な複断面開水路流れに関する数値計算</b>	117
6.1 概説	119
6.2 水深変化する非定常な複断面開水路流れの数値計算	119
6.2.1 はじめに	119
6.2.2 基礎方程式と計算条件	120
6.2.3 計算結果と考察	122
(1) 摩擦速度の時系列	122
(2) 底面せん断応力分布	123
(3) 2次流特性	123
(4) 主流速の分布特性	125
(5) 主流方向乱れ強度分布	125
(6) 横断方向レイノルズ応力分布	126
(7) 乱れエネルギーの収支特性	126
6.2.4 おわりに	127
6.3 単断面から複断面に移る非定常開水路流れの数値計算	129
6.3.1 はじめに	129
6.3.2 計算ケースと計算方法	129
6.3.3 計算結果と考察	132
(1) 摩擦速度の時系列	132
(2) 底面せん断応力分布	133
(3) 2次流特性	134
(4) 主流速の分布特性	135
(5) 主流方向乱れ強度分布	135
(6) レイノルズ応力分布特性	136
6.3.4 おわりに	137
6.4 結語	138
参考文献	138
 <b>7. 水深が時間的に変化する単断面および複断面流れの組織渦構造</b>	141
7.1 概説	143
7.2 実験条件	143
(1) 実験方法	143
(2) 計測ケース	144
7.3 実験結果と考察	145
(1) 流速ベクトル分布	145
(2) 渦列の発生と発達過程	147

(3) 主流速の横断方向分布と水平渦	149
(4) 水平渦構造の判別パラメータ	150
(5) レイノルズ応力分布	151
7.4 結語	152
参考文献	152
 8. 総合的考察	155
8.1 はじめに	157
8.2 2次元流れの総合的考察	157
8.3 3次元流れの総合的考察	158
8.4 単断面から複断面に遷移する流れの総合的考察	159
8.5 おわりに	161
参考文献	161
 9. 結論	163
 謝辞	169
 付録 本論文に関連する審査付論文リスト	170



# 第 1 章

## 序論



## 1.1 はじめに

1992年に「持続的発展」を唱えた地球サミットから10年もの歳月が流れた。この間、我々人類は地球環境問題に真剣に取り組むようになった。身近な所でも「エコ」と名のつく商品が目立つ。ところが人類の発展の代償は非常に大きく、それが様々な形で我々に跳ね返って来ている。オゾン層破壊、CO<sub>2</sub>問題は依然として深刻であり、ここ数年は異常気象による洪水や干ばつが世界各地で頻繁に発生している。特に2002年には、欧州、ロシア、アジア地域で大洪水が発生し、大規模な人的物的損害を被ったことは記憶に新しい。これから先、我々人類の進歩がどこまで続くかはわからないが、自然界の摂理を制御することは永遠に不可能である。この地球環境のバランスが適切に保たれない限り、世界中で未曾有の大洪水が頻発するであろう。人々は古くから洪水と闘い、その度に知識・経験・技術を蓄積し、現在では大規模構造物のダムや堤防、それらを効率的に管理するコンピュータシステムの充実により治水技術は格段に進歩した。例えば、淀川のスーパー堤防は300年洪水に耐えうる非常に強固な水工構造物である。しかしながら1000年、2000年レベルの超大洪水がいつ発生しても不思議ではないことを認識しておかねばならない。

一方、「河川環境」が重視される今日では「ダムに頼らない治水」がアメリカ合衆国を中心に広まりつつある。21世紀には、自然を「制御」するのではなく可能な限り自然と「共生」という新しい考え方がますます主流になると思われる。「複断面構造」は、このような治水制御の意識改革に先だって開発・整備された、「治水」・「利水」・「環境」の全てにバランスよく対処できる効率的な河道断面形状であり、現在多くの実河川に適用されている。

これから先、上述したような従来と異なる視点で洪水流を扱うためにはその基礎特性を十分に理解する必要がある。本学位論文はこのような背景の中で、洪水流の水理特性を乱流スケールまで詳細に解明して今後の治水対策の礎となることを目指すものである。我が国の実河川の多くが複断面河道として整備されている現況を踏まえて、本論文では水深変化を有する非定常な複断面開水路流れに着目し、実験水理学的手法と計算流体力学的手法の双方からこれにアプローチする。

## 1.2 従来の研究

水深変化を有する非定常な複断面開水路乱流を対象にした研究は、現象が複雑であるからこれまでほとんど行われていないが、計測システムや計算機の進展とともに、非定常な単断面開水路乱流と定常な複断面開水路乱流に関してはそれぞれ多大な研究成果があげられている。ここでは本研究に入る前に非定常開水路乱流と複断面開水路乱流に関する既往研究をそれぞれ整理する。

### （非定常開水路乱流に関する研究）

まず、非定常開水路流れに関する従来の研究成果を整理する。非定常開水路流れにおける乱流構造の解明にはじめて着手したのは林・大島(1988)<sup>1)</sup>である。彼らは、複列正弦波床上での非定常流れの乱流計測を行った。流速測定にホットフィルム流速計を使用し、流量制御にはバルブをサーボ駆動装置によって遠隔操作を行う方法を用いている。流速計測には、河床の空間的な加速および減速の影響を無視できる領域と無視できない領域とを区別し、それぞれの領域を乱流計測することによって、洪水の増水期および減水期の乱れの特性について考察している。

その結果、同一水深時における増水期と減水期における平均流速、乱れ強度およびレイノルズ応力は、河床波による空間的な加速、減速の影響にかかわらず増水期の方が大きくなることを指摘し、さらに水理特性量の時間的変化は、水位のピーク時刻以前に、流速、次に流量のピークが順に現れると結論した。この傾向はループ特性として多くの実河川で観測されており1次元解析的にも説明できる<sup>2)</sup>。

富永ら(1989)<sup>3)</sup>はバルブを急激に解放させることで段波的な非定常流を滑面水路床上に発生させ、ファイバー型レーザー流速計を用いて水深増加領域も含めた乱流計測を行っている。その結果、水深変化に対する摩擦速度の変化は定常流を仮定した場合に直線状の変化を示すのに対し、平均流速分布の勾配から評価した摩擦速度は楕円形状のループを描き、この両者の摩擦速度の時間変化は位相差を伴うと示唆した。また、乱れ強度の鉛直方向成分 $v'$ が、水深ピーク時の水面付近において若干増加傾向を示すものの、全体的に見るとほぼその普遍特性が成立することを実験的に明らかにした。

長谷川(1992)<sup>4)</sup>は石狩川における洪水流を実測することによって、増水期の方が減水期よりも浮遊砂濃度は高く、また乱れも強くなると報告している。彼らは増水期のスペクトルが減水期のそれよりも3倍程度大きくなることを指摘している。

瀬津(1992)<sup>5)</sup>はコンピュータ支援で任意の流れ場(非定常乱流)発生装置を構築し、2成分レーザー流速計と波高計を使って非定常流の乱流解析法すなわち平均流速と乱れ成分の分離法を確立した。Nezu and Nakagawa(1995)<sup>6)</sup>はこの非定常解析法を駆使して滑面および粗面開水路の非定常の乱流構造を研究し、増水期・減水期ともにほぼ対数則が成立することや流速・乱れ・せん断応力のループ特性を示し、洪水流の特性を説明した。さらにNezuら(1997)<sup>7)</sup>は2成分3ビーム He-Ne レーザー流速計を用いて非定常な滑面開水路乱流における粘性底層の測定を行い、理論式から摩擦速度を算出することで、カルマン定数と積分定数に及ぼす非定常効果をはじめて議論した。その結果、非定常性がある程度小さければ、積分定数は変化するものの、カルマン定数は定常流とほぼ同じく0.41の普遍値を示すことがわかった。また水深が変化する外層での乱れ特性量の変化は独特の非定常効果を示すことを示唆した。

最近、鬼束・瀬津(1999)<sup>8)</sup>は4ビーム Ar-ion レーザー流速計を駆使して比較的非常性の強い流れ場を対象に粘性底層付近の測定を高精度に行い、非常性が強くなればカルマン定数が普遍値の0.41から若干ずれるという新しい知見を得た。

このように従来の研究によって水深変化する非定常な開水路乱流の水理特性の大部分が解明されたといえる。ただしこれらはいずれも実験や実測によるもので、数値計算手法を用いた研究は少ない。非定常開水路流れの乱流実験は、レーザー流速計(LDA - laser Doppler anemometer)の登場により計測精度は格段に向上したが、流量制御ポンプの能力や実験水路のサイズなどから計測ケースの設定には大きな制約が伴うとともに、実験に要する労力や時間は定常流のものに比べて甚大である。今後は水深変化する非定常な数値シミュレーション手法を開発し、実験手法のこれらの問題点を補うとともに新たな知見を得ることが求められる。

### (複断面開水路乱流に関する研究)

我が国の自然河川の特徴としてベース時およびピーク時の流量差が著しいことが挙げられる。河況係数が大きいことは以下の諸問題を引き起こす。低流量時には水位および流速の低下により水生生物等の生活環境が悪化し、逆に流量増大時には急激な洪水現象が発生する。そこ

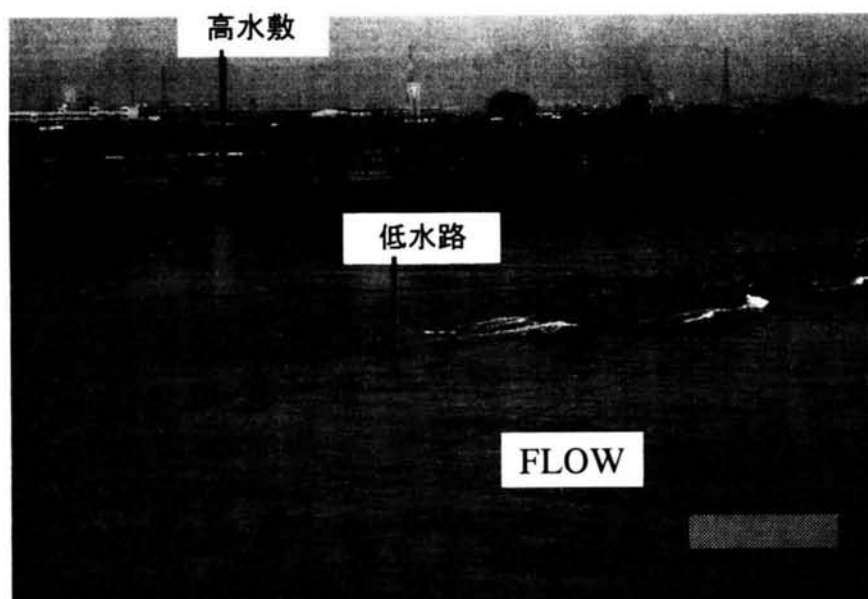


写真-1.1 淀川の複断面構造

で、治水防災機能および河川環境問題を改善するために、低水路および高水敷で構成されている複断面河道が着目されている。流量の比較的小さい平水時には、低水路のみに水が流れ、水位がある程度確保できるとともに、水が流れていない高水敷を公開空間として利用できる。一方、高水時には、低水路から水路幅の広い高水敷へと流れが移動し、増大する流量すなわち洪水流に対処できる。写真-1.1に複断面河道の一例を示す。この写真は淀川の中下流域を淀川新橋（大阪府寝屋川市側）から撮影したものである。淀川のような大河川では広大な高水敷上に、ゴルフ場、河川公園、運動場などのレクリエーション施設が整備され、多くの人々が有効利用している。我が国の国土は山岳部が多いから高水敷は貴重な平面空間である。また多様な植物群の生息空間としても重要である。

このように複断面構造は、利水および環境面で重要視される平常時における水深の確保と洪水時における氾濫流の効率的な流下という双方の要求を満たすとともに、人々の憩いの場としての機能も併せもつことから、多くの実河川で採用されている。したがって、従来から様々な研究者・技術者に注目され研究されてきた。計測装置の進展によって多くの貴重な成果が得られている。特に非接触型の高精度なレーザ流速計の開発により、直線型水路における主流速の数パーセントの値しかもたない斜昇流および2次流構造の存在が明らかにされた。また、高精度な乱流モデルの開発やコンピュータ技術の進展により、数値計算手法も飛躍的に進歩している。その結果、複断面開水路流れの3次元構造や乱流特性を高精度に再現および予測できるようになった。このような背景の中、複断面開水路流に関する研究は、①複断面流れにおける抵抗則と低水路および高水敷における乱流特性の関係、②大規模水平組織渦と境界部における物質輸送特性、③横断面の内部構造、④植生が流れに及ぼす影響の4つのテーマを中心に進められてきた。

①の抵抗則に関しては、福岡・藤田(1989)<sup>9)</sup>の研究が代表的である。彼らは低水路と高水敷の運動量交換によって発生するみかけのせん断応力を低水路と高水敷の主流速差の2乗に比例



するとして、その比例係数（混合係数）と断面形状の関係を実験的に求めている。

②の水平渦構造に関するものとして、木下(1967)<sup>10)</sup>は実河川を航空写真測量し、複断面河川流における浮遊物質の挙動を平面2次元的に検討している。灘岡・八木(1993)<sup>11)</sup>は、水深スケールの空間フィルタを用いた平面2次元のLESモデルを開発して、水平渦の数値的再現に成功している。また池田ら(1996)<sup>12)</sup>は、片側複断面の場合に単列水平渦の安定性が変曲点不安定性理論によって支配され、両側複断面の場合に2列の水平渦列が左右交互に安定して並ぶことをそれぞれ実験的に明らかにした。

③の横断面特性に関して、今本・久下(1974)<sup>13)</sup>はHot-film流速計を用いて複断面開水路流を計測し、高水敷の角から低水路側へ斜め上方に向かう2次流（斜昇流）の存在を明らかにした。さらに、Tominaga and Nezu(1991)<sup>14)</sup>は、高精度計測が可能なFLDAを用いて複断面開水路接合部における3次元乱流構造の特性を詳細に検討している。従来は計測が困難であった斜昇流を計測し、低水路の水深が高水敷高さの2倍の場合に2次流が最も発達することを示した。このとき斜昇流の最大値が主流速 $U$ の5%に相当し最大主流速の降下現象も明らかにした。石垣・今本(1995)<sup>15)</sup>は可視化実験により斜昇流と水平渦による上昇・下降流の関係性を示唆している。瀬津ら(2000)<sup>16)</sup>は水深と高水敷高さの比 $H/D$ を系統的に変化させた定常な複断面開水路流において、LDAを用いて2次流などの横断面内における流況を測定し、さらにPIV(particle image velocimetry)システムによって境界部付近に発生する水平渦および斜昇流の構造解析を行い、高水敷のかぶり水深が2次流および水平渦の運動量交換機構に及ぼす影響を定性的に示した。数値計算では、河原・玉井(1989)<sup>17)</sup>、Naot *et al.* (1993)<sup>18)</sup>が代数応力モデルを用いて2次流や乱れ特性量の横断面分布の再現に成功している。また細田ら(1999)<sup>19)</sup>は非線形 $k-\epsilon$ モデルを用いて2次流と大規模水平渦を同時に再現した。

④の植生流れについては①の抵抗則と関連するものが多い。河川の護岸域および高水敷は多種多様の植生が群生しているから、植生による抵抗増加特性は十分に理解されなければならない。富永ら(1991)<sup>20)</sup>は、河川環境の重要な設計項目に高水敷横断面内の植生群の配置を挙げ、設置幅と配列を変化させ計測を行っている。植生群が低水路側に近いほど抵抗が大きくなり、高水敷側壁部において通常時より高速流が発生することを指摘している。さらに植生群内の流速分布について水面近くが加速された特異な分布を発見し、2次流構造の変化を明らかにした。佐野ら(1996)<sup>21)</sup>は、流れの機構のみならず植生群の配置形態が高水敷での浮遊砂の堆積位置を決定する機構についても論じている。

このように複断面流れに関しては様々な視点から数多くの研究が行われている。しかしながらこれらが対象としているのは、いずれも水深が時間変化しない定常流れである。

### 1.3 本研究の目的

上述したように非定常な開水路乱流および複断面開水路乱流に関する研究はそれぞれ数多くあるが、これらを同時に扱った研究すなわち非定常な複断面開水路流れに関する研究は、ほとんどない。特に単断面から複断面に断面が時間遷移する流れ場は、非常に複雑な現象であるから水理実験と数値計算の両手法においてもアプローチが難しい。複断面開水路流れでは流れの3次元性が卓越するから、非定常性が3次元乱流特性に及ぼす効果を十分に検討する必要がある。また断面遷移ステージにおいては非定常性だけでなく断面変化特性をも考慮しなければならない。断面遷移時には土砂輸送特性が大きく変化することが考えられるから、断面変化効

果を2次流レベルで解明する必要がある。横断面2次流は乱れ特性と相関があるので、乱流構造が時間変化すれば、2次流構造も変化すると思われる。また2次流構造の変化により各物理量（すなわち主流速や乱れ統計量）も影響を受けるので、2次流の非定常変化特性の解明は非常に重要である。さらに複断面開水路特有の組織構造である大規模水平渦の非定常発達プロセスも未解明である。水深増加とともにその構造は時間変化し、流水抵抗に大きな影響を与えるから水防災上においても水平組織渦の変化メカニズムの解明は必要不可欠である。また今後は数値モデルによって計測不可項目の予測が可能になると考えられる。定常の3次元乱流数値モデルは上述したように多くの研究者によって開発されている。しかしながら本論文で扱うような水深変化する流れ場では自由水面の扱いが複雑になるので、現状では非定常開水路流れの乱流計算モデルはほとんど例がない。

ここで非定常な開水路流れの代表的な未解明点を以下に整理しておく。

- (1)非定常性が3次元乱流構造に与える影響
- (2)流水断面の時間的変化効果
- (3)横断面2次流の非定常特性
- (4)底面抵抗の時間変化特性
- (5)乱流数値モデリングの確立
- (6)非定常流れにおける浮遊砂等の物質輸送特性
- (7)大規模水平渦などの組織乱流構造の時間的発達プロセス

本論文では、水深変化を有する非定常な複断面開水路流を対象に上述の未解明点の詳細な解明を目的とし、水工水理学において有益な成果を提供することを目指す。

## 1.4 本論文の構成

図-1.1に本論文のフローチャートを示す。大きく分けて第2章から第4章までは3次元解析への基礎的ステップとして鉛直2次元の非定常な開水路乱流を対象にする。一方、第5章から第7章までは3次元の非定常な複断面開水路乱流を対象にする。

まず第2章では鉛直2次元の非定常開水路乱流を水理実験的に扱う。鉛直2次元の非定常開水路乱流のLDA実験データベースは従来の研究によってかなり充実しているが、底面粗度やフルード数の影響についての検討が不十分である。ここでは粗面場の非定常開水路射流を対象にLDA計測を行い、従来のデータベースの知見と比較し、非定常開水路流れの水理特性や乱流構造の一般的見解を整理する。さらにこれらの実験データを総合評価して底面粗度が流速と水深の位相差に与える影響を主成分分析し、この効果を組み込んだ新しい非定常パラメータを開発する。第3章では鉛直2次元の非定常開水路流れを対象に乱流数値モデルの開発を行い、従来のLDA計測で得られた流れ場特性の再現と予測を試みる。乱流モデルには非等方低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを適用し、これに自由水面計算手法であるVOF法を組み込む。この非定常数値モデルを用いて、鉛直2次元の非定常開水路流れにおける主流速分布、乱れ特性量分布、底面せん断応力等の時間変化特性を計算する。さらに非定常効果関数を開発して、非定常性の強い場合に観察されるカルマン定数の時間変化特性を再現する。第4章では第3章で構築した計算モデルをベースにして浮遊砂を含む非定常開水路乱流の数値シミュレーションを行

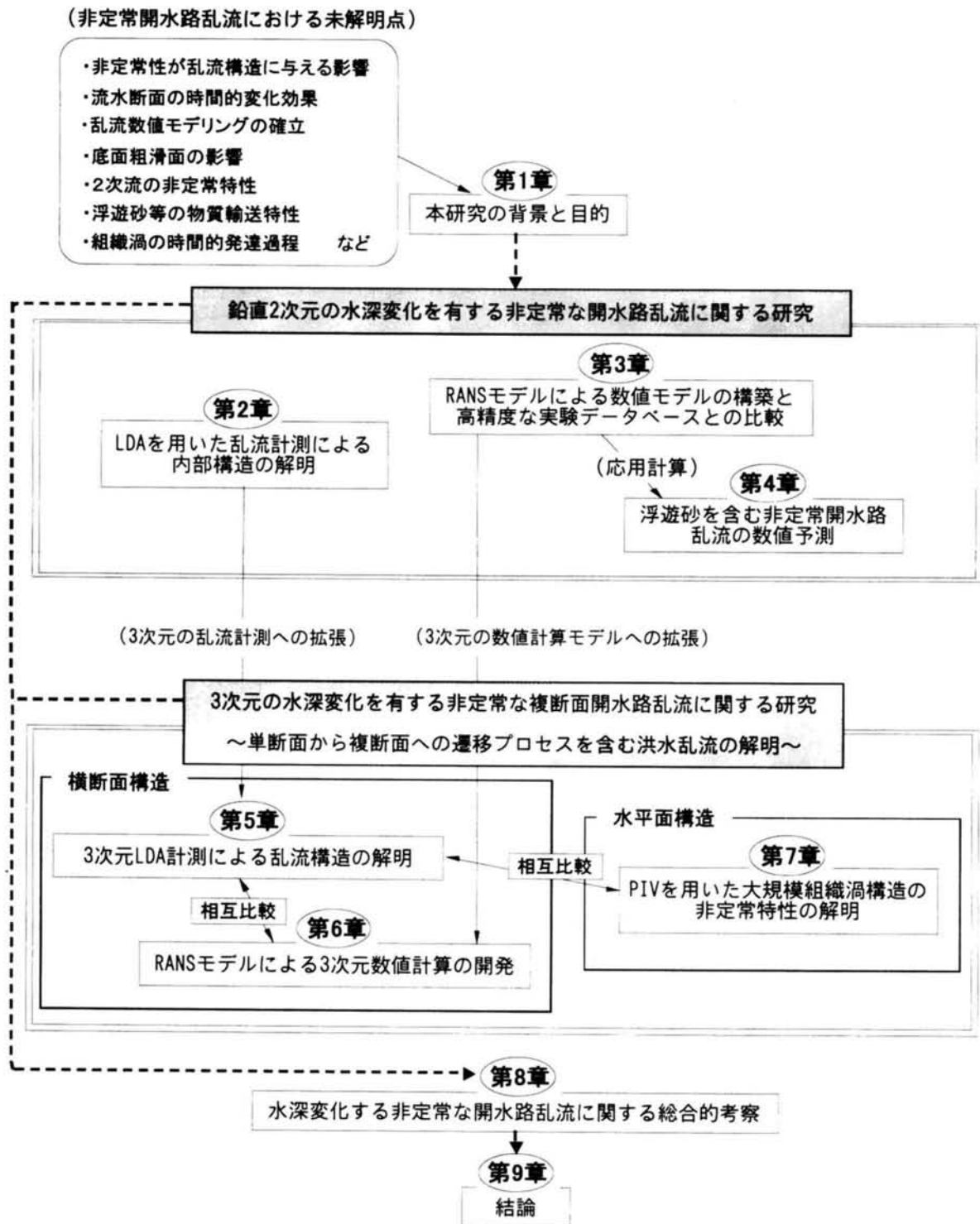


図 1.1 本研究のフローチャート

う．非定常時の浮遊砂濃度は鉛直方向だけでなく流下方向にも大きく変化するため，流下方向に十分長い計算距離を設定する必要がある．なお，乱流モデルには第3章の非等方  $k-\varepsilon$  モデルよりも高次のレイノルズ応力方程式モデルを用いる．まず清水場でこの数値モデルの有用性を検討する．特に水理特性量の流下方向変化を中心とする洪水流のマクロ特性や，流下方向への流速-水深ループの発達特性，乱流特性量の時間的空間的な分布特性について予測計算する．

さらにこの数値モデルに浮遊砂計算ルーチンを加えて、洪水流における浮遊輸送の鉛直2次元特性をシミュレーションする。第5章では非定常な複断面開水路乱流を対象としてLDA計測を行い、主に2次流や主流速コンターなどの横断面構造における時間変化特性の解明を試みる。また単断面から複断面への断面遷移乱流も詳細に計測して、断面変化効果を実験的に明らかにする。第6章では第5章で得た実験結果の再現計算を試みる。すなわち水深変化する非定常な複断面開水路流れを対象に3次元の乱流計算を実行する。乱流モデルには代数応力モデルを用い、これに3次元のVOF法を組み込むことで水深の時間変化を有する複断面開水路流れの3次元非定常計算を可能にする。また単断面から複断面への遷移直後の浅水流場における乱流計算手法を開発して、断面遷移プロセスの数値モデル化を行う。数値計算結果と第5章の実験結果を比較して、2次流構造、主流速、乱れ特性量の横断分布に関する非定常特性の再現性と本数値モデルの有用性を考察する。第7章では非定常な複断面開水路乱流における大規模水平渦構造に着目して、PIVシステムによる可視化実験を行う。特に水深増加に伴う水平渦の分裂メカニズムや低水路と高水敷の境界部における運動量交換機構の時間変化特性の解明を試みる。またここで得られた水平面構造と第5章と第6章で得られた横断面構造の関係についても随時考察する。第8章では総合的考察として、第2章から第7章までの研究成果を統合して考察し、非定常な複断面開水路乱流の現象モデルを提案する。最後に第9章では結論として本研究で得られた知見を整理してまとめる。

#### 参考文献

- 1) 林泰造・大島正憲: Kinematic Waveとしての洪水の非定常性が水流の乱れ構造に及ぼす影響の研究, 第32回水理講演会論文集, pp.607-612, 1988.
- 2) 荒木正夫, 椿東一郎: 水理学演習下巻, 森北出版, 1962.
- 3) 富永晃宏, 小葉竹重機, 湯下孝司: 非定常開水路流の乱流構造, 土木学会第44回年次学術講演会概要集, pp.484-490, 1989.
- 4) 長谷川和義: “石狩川における流量と浮遊砂濃度の同時計測”, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書(代表: 芦田和男), pp.45-55, 1992.
- 5) 橋津家久: “非定常開水路流れの乱流構造と浮遊砂輸送に及ぼす役割”, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書(代表: 芦田和男), pp.23-43, 1992.
- 6) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence measurements in unsteady free-surface flows, *Flow Measurement and Instrumentation*, Butter worth Heinemann, UK, Vol.6, No.1, pp.49-59, 1995.
- 7) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open channel flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.123, pp.752-763, 1997.
- 8) 鬼束幸樹, 橋津家久: 滑面開水路流の内層に及ぼす非定常性の影響, 水工学論文集, 第43巻, pp.353-358, 1999.
- 9) 福岡捷二・藤田光一: 複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用, 土木学会論文集, 第411号, II-12, pp.63-72, 1989.
- 10) 木下良作: 航空写真による洪水流の解析, その乱流構造と表面の流れ方の特性について, 日本写真測

- 量学会誌, Vol.6, pp.1-17, 1967.
- 11) 瀧岡和夫, 八木宏: SDS & 2 DH モデルを用いた開水路水平セン断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論文集, No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
  - 12) 池田駿介・村山宣義・空閑健: 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.131-142, 1996.
  - 13) 今本博健, 久下俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号 B, pp.665-679, 1974.
  - 14) Tominaga, A. and Nezu, I.: Turbulent structures in compound open-channel flow, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.117, pp.21-41, 1991.
  - 15) 石垣泰輔・今本博健: 可視化法による複断面開水路流れの3次元構造に関する研究, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.45-54, 1995.
  - 16) 瀬津家久・鬼束幸樹・相良幸輝・池谷和哉: かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦に及ぼす影響に関する研究, 土木学会論文集, No.649/II-51, pp.1-15, 2000.
  - 17) 河原能久・玉井信行: 複断面開水路乱流の三次元数値解析, 第31回水理講演会論文集, pp.425-429, 1987.
  - 18) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H.: Hydrodynamic behavior of compound rectangular open-channel flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.119, pp.390-408, 1993.
  - 19) 細田尚・櫻井寿久・村本嘉雄: 水平渦と2次流を伴う複断面開水路流れの非定常3次元数値解析, 水工学論文集, 第42巻, pp.631-636, 1998.
  - 20) 富永晃宏, 柴田健一郎, 三尾憲史, 長尾正志: 高水敷樹木群を有する複断面河道の非定常流の水理特性, 水工学論文集, 第40巻, pp.447-452, 1991.
  - 21) 佐野良久, 野崎一郎, 浜谷拓, 中井正則, 菅和利: 高水敷に樹木を有する複断面直線水路の流れと浮遊砂の輸送について, 水工学論文集, 第35巻, pp.693-698, 1996.



## 第 2 章

### 鉛直 2 次元の非定常な開水路流れに関する実験的解明



## 2.1 概説

実河川は、洪水流のように流量が時間変化する非定常な流れであるとともに、その河床は複雑な粗面形状を有している。さらに、多種類・多材質の護岸、根固め、植生などが混在するために底面粗度と側岸粗度が異なる場合が多い。したがって、河川工学上の諸問題を扱う場合には、滑面流れよりもむしろ粗面流れにおける水理特性の解明が求められる。一方、洪水流では流量と水深の間にはピーク時刻の差  $T_{lag}$  によるループ特性が観察され、土砂濃度が水深ピーク時刻以前の増水期に最大になることが知られている。このループ特性は洪水流の非定常性だけでなく、底面や側壁の抵抗によっても支配されると考えられ、流れの非定常性と潤辺粗度の関係を十分に把握する必要がある。

非定常開水路流れの水理特性を解明するためには、流れ場の非定常性を定量的に評価できるパラメータを与えて実験結果を整理する必要がある。特に橋津ら(1994)<sup>1)</sup>は、非定常流れにおいては圧力勾配  $\partial P / \partial x$  が流れに与える影響が強いと考えて、式(2.1)で表される非定常パラメータ  $\alpha$  を定義した。

$$\alpha = \frac{1}{(Um_b + Um_p)/2} \frac{h_p - h_b}{T_d} \quad (2.1)$$

ここで  $Um$  は断面平均主流速、 $h$  は水深、 $T_d$  はベース時からピーク時の増水時間である。添え字  $b$  および  $p$  はそれぞれベースフローおよびピークフローを表す。

また彼ら<sup>1)</sup>は底面せん断応力  $\tau_w$  と水深  $h$  の無次元位相差  $T_{lag}/T_d$  が  $\alpha$  と線形的な関係をもつことを報告している。そこで本章では、鉛直2次元の非定常な開水路粗面流れを対象にレーザー流速計(LDA)による乱流計測を行い、従来のLDA実験データベースと比較して底面粗度が流れの乱流構造に与える影響を調べる。さらに本計測ケースの実験結果とLDAデータベースを対象に主成分分析を行って底面粗度と  $T_{lag}/T_d$  の関係を明らかにし、従来の非定常パラメータ  $\alpha$  に粗面情報を組み込んだ新しい非定常パラメータ  $\alpha'$  を提案する。

## 2.2 実験装置と実験条件

本実験で使用した計測システムを図-2.1に示す。実験水路は、長さ10m、幅40cmの可変勾配循環式直線水路である。流量制御は、コンピュータで制御される電磁流量計とインバーターモータの回転数を同期・制御することで行った。瞬間流速の測定には、4ビーム後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計(DANTEC製)を使用した。レーザー流速計は、任意の2成分の流速を底面のごく近傍から水面までの全領域を高精度に計測できる。非定常開水路実験における水深の計測には、超音波波高計(KEYENCE製)と容量式波高計(計測技研製)を用いた。計測区間は上流からの流れが十分に発達している必要があり、上流端から7mの地点でレーザー光線を水路に照射する。水路床には粒径1.5cmのビーズを敷き詰めて粗面場を作成し、ベースフロー時に等流となるように水路床勾配を1/250とした。ハイドログラフは、洪水流の本質的な特性を失わないシンプルな三角波を採用した。ここではベース時およびピーク時の全期間で射流(ベースフルード数  $F_{r,b} = 1.2$ 、ピークフルード数  $F_{r,p} = 1.6$ )となる流れ場を対象にし

表-2.1 実験ケース

case	$T_{lag}/T_d$	$T_d$ (s)	$h_b$ (cm)	$h_p$ (cm)	$U_b$ (cm/s)	$U_p$ (cm/s)	$\alpha(\times 10^{-3})$	$k_s$ (cm)
sa3-1~3	0.110, 0.030, 0.000	60, 90, 120	7.0	9.9	17.9	37.7	1.76, 1.18, 0.88	0
sa4-1~3	0.130, 0.120, 0.010	60, 90, 120	7.0	11.1	17.9	45.3	2.07, 1.43, 1.09	0
sa5-1~3	0.180, 0.120, 0.030	60, 90, 120	7.0	12.1	17.9	51.9	2.32, 1.63, 1.24	0
sb3-0~3	0.170, 0.150, 0.060, 0.050	30, 60, 90, 120	4.0	5.9	15.6	32.1	2.25, 1.29, 0.92, 0.69	0
ra3-1~3	0.100, 0.070, 0.040	60, 90, 120	6.9	9.7	18.1	38.9	1.54, 1.07, 0.84	1.2
ra4-1~3	0.100, 0.050, 0.050	60, 90, 120	6.9	9.7	18.1	38.9	1.86, 1.32, 1.04	1.2
ra5-1~3	0.250, 0.140, 0.080	60, 90, 120	6.9	9.7	18.1	38.9	2.12, 1.49, 1.18	1.2
rb3-0~3	0.200, 0.150, 0.080, 0.050	30, 60, 90, 120	6.9	10.8	18.1	46.6	2.09, 1.23, 0.90, 0.68	1.2
rc1	0.032	60	4.0	6.3	75.0	103.9	0.43	1.5
rc2	0.026	90	4.0	6.4	75.0	102.4	0.30	1.5
rc3	0.021	120	4.0	6.4	75.0	101.8	0.23	1.5

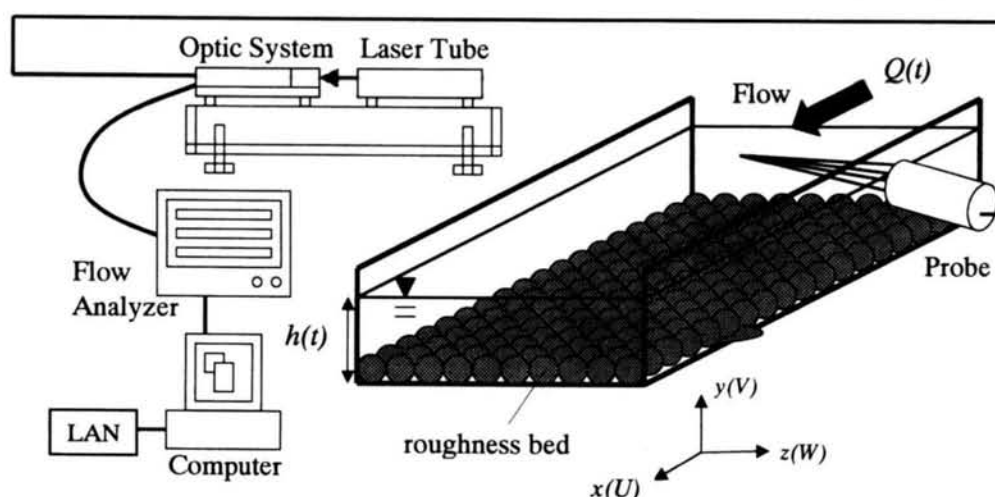


図-2.1 実験装置図

た．従来の研究では全期間で射流である非定常開水路流れの計測が行われておらず，ここでは底面粗度に加えてフルード数が内部構造に及ぼす影響も同時に検証する．ピーク流量  $Q_p$  は，ベース流量  $Q_b$  に対してほぼ2倍になるように設定し，水位上昇時間  $T_d$  を 60, 90, 120s の3通りに変化させ，非定常性の異なる合計3ケースの実験を行った．それぞれのケース名を rc1~rc3 とする．水深増加領域を含む全層を計測対象とし，底面近傍では約 0.1mm 間隔，対数領域では約 1mm 間隔で鉛直方向に合計 43 点計測した．さらに本研究では上記と同様の実験条件で行われた瀬津ら(1994)<sup>1)</sup>の実験データベースおよびケース rc1~rc3 を加えた計 30 ケースの実験データを対象に主成分分析を行う．これらの水理条件を表-2.1 にまとめて示す．ここで  $k_s$  は等価砂粗度である．

## 2.3 非定常開水路乱流のデータ解析方法

本研究で対象とするような非定常流では定常流と比較して，流速の平均成分と乱れの分離が

単純ではなく、その定義方法は乱流構造を考える上で重要となる。

平均流速は、対象としている流れに大規模な組織構造や何らかの周期性が見られない場合は、アンサンブル平均で評価される。しかしながら、本研究のような非定常流れにおいては、平均流速自体が周期的に変化しており、これを適切に分離できる方法が必要となる。非定常流れにおける平均流速の定義には、一般に集合平均法、移動平均法および周波数領域法の3つがある。

集合平均法は、同一波を何度も繰り返し発生させそれを単純に算術平均したり、同位相の波を重ね合わせて、平均流速と定義する方法で、特に後者は同位相アンサンブル平均法と呼ばれている。振動流のように周期性・再起性の高い間欠流の解析においては、この方法が一般に用いられている。レイノルズ方程式が、集合平均の概念のもとに導出された方程式であるので、理論上この方法が最適である。しかしながら、本研究で取り扱うような非定常開水路流れにおいては、一つの波を計測するのに10分程度かかるため、集合平均で要求される十分な波の個数を得るには、かなりの労力と非常に長時間の実験を要する。したがって非定常開水路乱流のデータ解析には、この方法は実用性という点で不利である。

移動平均法では、離散的に瞬間流速  $\tilde{u}_i$  ( $i=1,2,\dots,n$ ) で表し、 $N (=2m+1)$  個の離散点からなる重み関数  $w(j)$  (ただし、 $j=-m,\dots,-1,0,1,\dots,m$ ) を用いて、平滑値  $U_i$  を次式で求める方法である。

$$U_i = \frac{1}{W} \sum_{j=-m}^m w(j) \cdot \tilde{u}_{i+j} \quad (i=m+1, m+2, \dots, n-m) \quad (2.2)$$

$$W = \sum_{j=-m}^m w(j) \quad (2.3)$$

ここで、 $W$  は正規化のための定数である。重み関数の形としてよく用いられているのが、 $w(j)$  を一定とした単純移動平均法や2次・3次多項式適合法のような  $j=0$  に対して対称な形である。この方法はプログラミングが容易でかつ計算時間が短いという長所があるが、実験データの両端部分、すなわち  $i=1,2,\dots,m$  あるいは  $i=n-m+1,\dots,n$  の部分の合計  $2m$  個のデータに関する平均流速を定義できず、片側平均しなければならない短所がある。

この方法は、最適項数で打ち切った有限項フーリエ級数を当てはめて、周期変動成分と乱れ成分とを分離する方法である。すなわち、瞬間流速の時系列  $\tilde{u}_i$  ( $i=1,2,\dots,n$ ) を、離散型のフーリエ変換にかけて周波数領域に移したのち、基本振動から  $(m-1)/2$  倍振動までの低周波成分を取り出して合成し、これをフーリエ変換したものを平均流速とする。

$$U_i = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{k=1}^{(m-1)/2} \left( a_k \cos \frac{2\pi k i}{n} + b_k \sin \frac{2\pi k i}{n} \right) \quad (i=1,2,\dots,n) \quad (2.4)$$

$$a_k = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \tilde{u}_i \cos \frac{2\pi k i}{n} \quad (k=0,1,2,\dots,m-1/2) \quad (2.5)$$



$$b_k = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \tilde{u}_i \sin \frac{2\pi k i}{n} \quad (k = 0, 1, 2, \dots, m-1/2) \quad (2.6)$$

Nezu&Nakagawa(1991)<sup>2)</sup>は、移動平均法と周波数領域から得られた平均流データを、50 波の集合平均データに対応させたところ、移動平均法はデータのばらつきが大きく、移動平均幅によって変動することから、周波数領域法を採用している。また、フーリエ項数  $m$  を大きく変化させて検証したところ、 $m=7$  が集合平均データとよく一致したことを指摘した。また、中川ら(1993)<sup>3)</sup>は、上記の累積分散による方法と同様に、流れの持つ本来の変動エネルギーと周波数領域によって決定された流速が持つ変動エネルギーとの比を 0.5 の一定値とし、彼らが導入した非定常パラメータ  $\beta'$  の関数として、実験的にフーリエ項数  $m'$  を求め、次式を得ている。

$$m' = 7.5(\beta')^{-2/3} + 1 \quad (2.7)$$

橋津ら(1994)<sup>1)</sup>は実験データを上式に適用したところ、全ケースの平均値として  $m'=3$  となり、周波数領域法を非定常開水路流れにおける平均流速の決定手法として用いる場合、フーリエ項数  $m=2m'+1=7$  が最適であることを示唆している。

以上の検討により、本研究ではフーリエ項数  $m=7$  とした周波数領域法を用いることにする。

## 2.4 実験結果と考察

### (1)非定常開水路流れの内部構造

まず本計測ケースの内部構造について従来のデータベースと比較検討する。図-2.2 はベース時およびピーク時におけるケース rc1 および rc2 の無次元主流速  $U/U_*$  の鉛直分布を示したものである。 $U_*$  は摩擦速度である。 $T=t/T_d$  は無次元時刻でベースフロー時では  $T=0$ 、ピークフロー時では  $T=1.0$  である。図中の直線は、式(2.8)で表される粗面对数則である。この図から無次元速度分布は、非定常性の大きさに関わらず非定常流中でも対数則とほぼ一致することがわかる。これは従来の非定常開水路流れの実験結果<sup>1)</sup>と同様の特性であり、非定常開水路乱流の無次元主流速構造に与えるフルード数の影響は小さいと考えられる。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{0.41} \ln \left( \frac{y}{k_s} \right) + 8.5 \quad (2.8)$$

図-2.3, 2.4 および 2.5 はそれぞれ主流方向乱れ強度  $u'$ 、鉛直方向乱れ強度  $v'$  およびレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  の分布を時間変化とともに示したものである。図中の曲線はそれぞれ式(2.8)および(2.9)で表される橋津の普遍公式<sup>4)</sup>と式(2.11)で表される粘性項を省略した理論分布式である。

$$\frac{u'}{U_*} = 2.30 \exp \left( -\frac{y}{h} \right) \quad (2.9)$$

$$\frac{v'}{U_*} = 1.27 \exp \left( -\frac{y}{h} \right) \quad (2.10)$$

$$\frac{-\overline{uv}}{U_*^2} = 1 - \frac{y}{h} \quad (2.11)$$

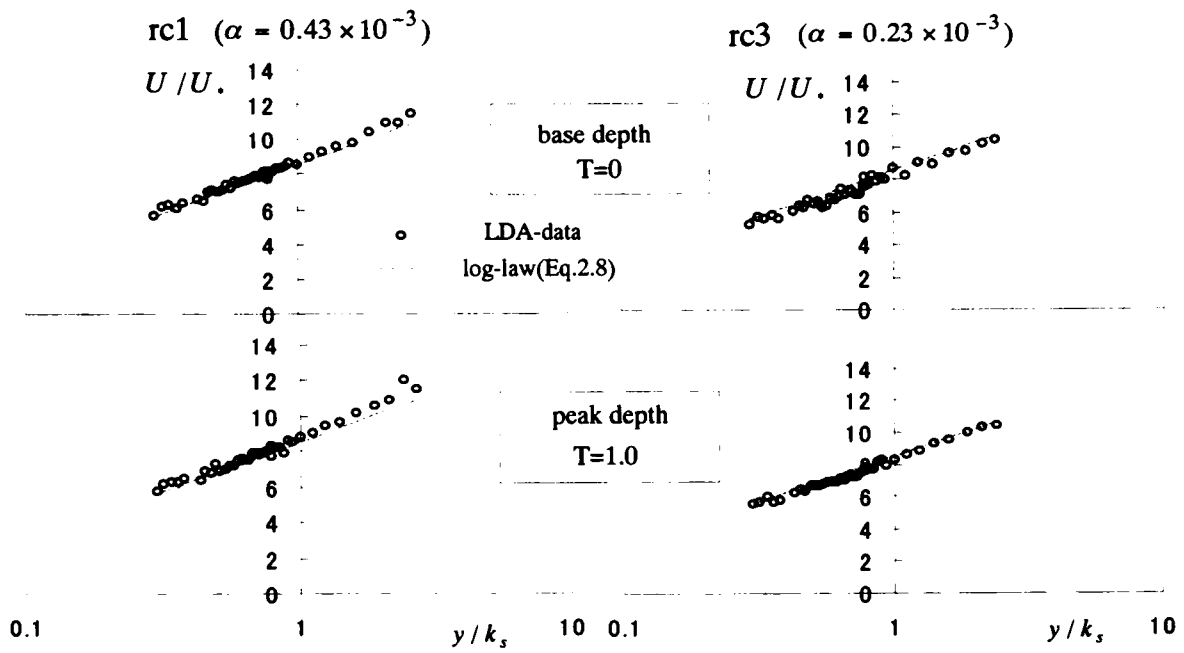


図-2.2 主流速  $U/U_\infty$  分布

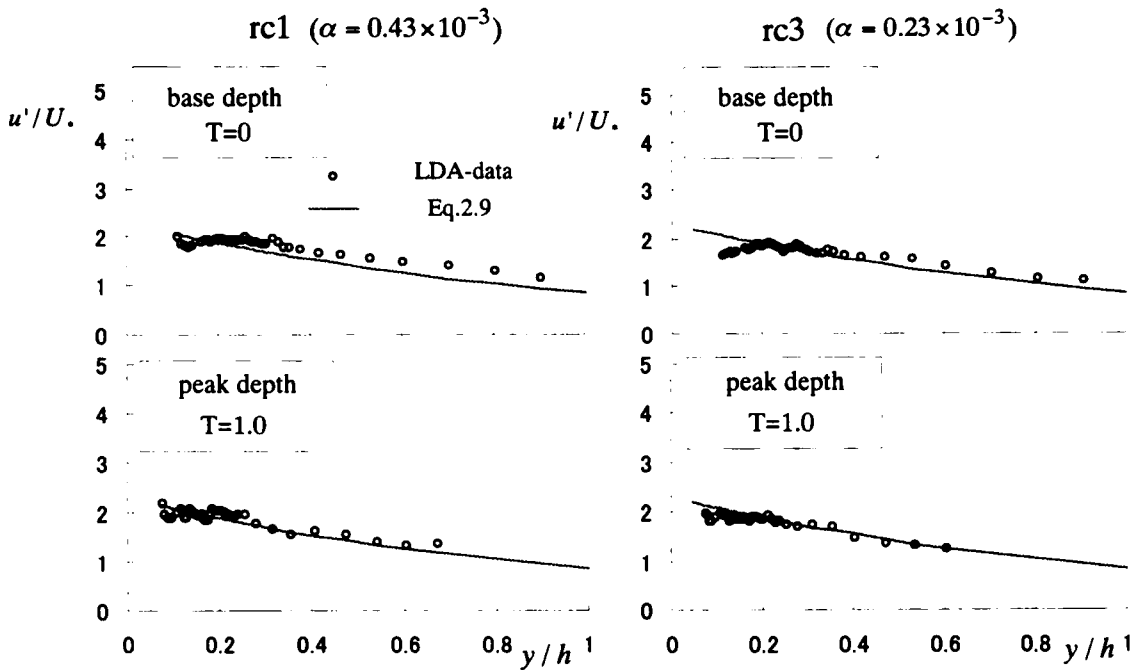


図-2.3 主流方向乱れ強度  $u'/U_\infty$  分布

$u'$ ,  $v'$  および  $-\overline{uv}$  ともに非定常流れ場においてもその影響を受けずに普遍則とほぼ一致している。主流速構造と同様に従来の常流データベース<sup>1)</sup>と同じ傾向が得られ、非定常開水路流れの乱流構造はフルード数にはほとんど支配されないことがわかった。

図-2.6 は水深  $h$  と  $y/h_b = 0.5$  における主流速  $U$  の関係を示したものである。水深と速度の間に時間変化の位相差が存在するため反時計回りのループを描くことがわかる。また非定常性が大

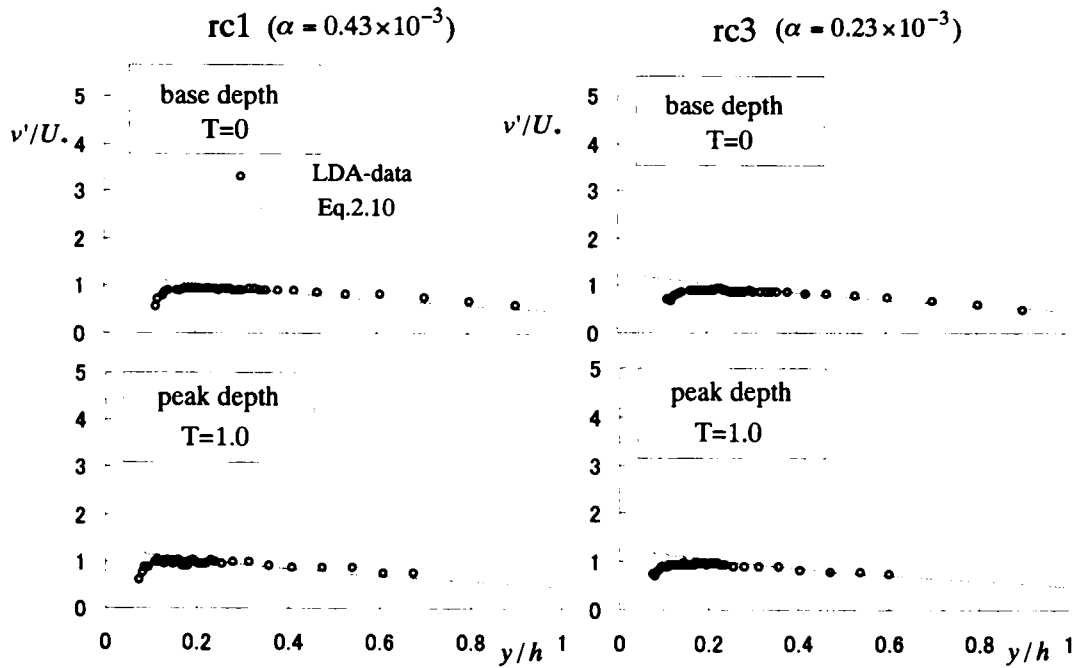


図-2.4 鉛直方向乱れ強度  $v'/U.$  分布

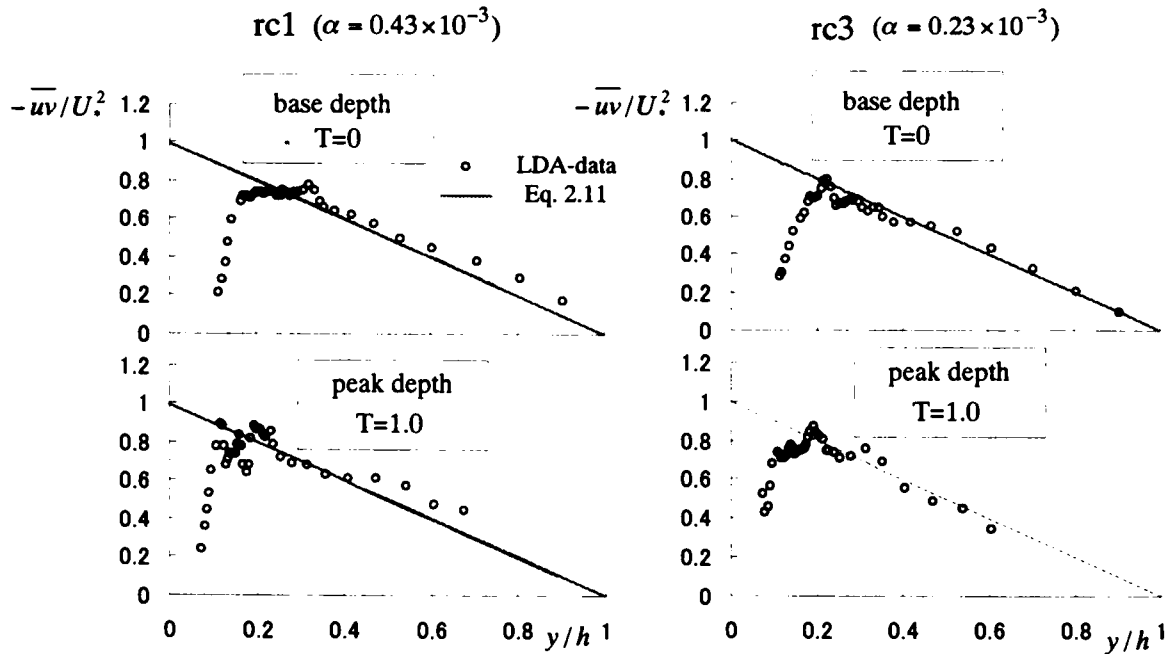


図-2.5 レイノルズ応力  $-\overline{uv}/U^2$  分布

きいほどループの面積が大きくなる。この結果から非定常性が大きいほど位相差が大きくなることを確認できる。ここで得られた内部構造の普遍特性やループ特性は従来の計測ケースにおいても報告されており、特に底面粗度やフルード数の内部構造に及ぼす影響は比較的小さいと考えられる。

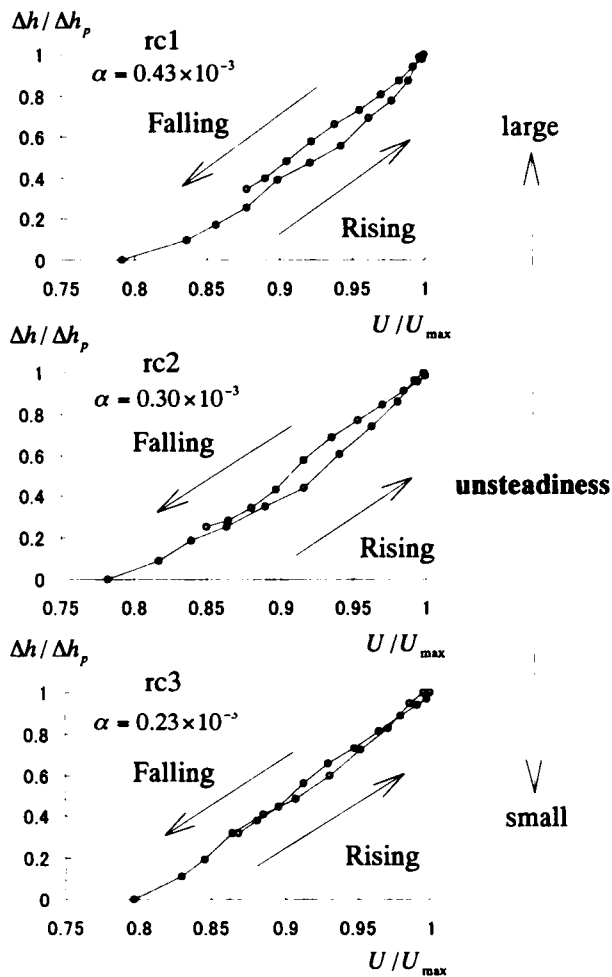

 図-2.6 主流速  $U$  と水深  $h$  のループ特性

表-2.2 固有値および累積寄与率

固有値	寄与率	累積寄与率
4.289	0.429	0.429
2.670	0.267	0.696
1.902	0.190	0.886
0.751	0.075	0.961

値の積の全ケース総和)と各実験ケースの  $T_{lag}/T_d$  の関係を示したものである。ばらつきがあるものの主成分スコア  $Z_4$  と  $T_{lag}/T_d$  は正の相関をもつことがわかり、この結果から流れ場に及ぼす底面粗度の影響が大きいほど  $T_{lag}/T_d$  が大きくなることわかる。

### (3) 粗面効果を考慮した非定常パラメータ

従来の非定常パラメータでは壁面粗度の大きさを表す状態変数は組み込まれておらず、壁面の粗滑に関係なく  $T_{lag}/T_d$  は同一値となる。しかしながら前節の結果から底面が粗いほど  $T_{lag}/T_d$  が大きくなるので、非定常パラメータに粗面効果を取り入れる必要がある。そこで本研

### (2) 底面粗度が位相差に及ぼす影響

底面粗度が  $T_{lag}/T_d$  に与える影響を評価するために、同様の実験条件で行われた橋津ら(1994)<sup>1)</sup>の実験データベースおよび本計測ケース rc1~rc3 を加えた計 30 ケースの実験データを対象に主成分分析<sup>5)</sup>を行う。一般に水理条件には流速や水深など多種類の変数を含んでいるから、多変数間の関係を調べるためには相関係数の検討だけでは不十分である。主成分分析は多変量データを主要な変動に縮約してその特徴を把握する統計的手法であり、主成分分析を行うことによってデータをより少ない次元で表現できる。この他、変数のグループ化や異常値や層別因子の発見が行えるが詳細は参考文献<sup>5)</sup>を参照されたい。ここで対象とする水理量は  $T_{lag}/T_d$ ,  $T_d$ ,  $h_b$ ,  $h_p$ ,  $Um_b$ ,  $Um_p$ ,  $h_p - h_b$ ,  $(Um_b + Um_p)/2$ ,  $\alpha$ ,  $k_s$  の 10 個である。

表-2.2 に固有値および累積寄与率、表-2.3 に測定項目と主成分の相関を表す因子負荷量を示す。表-2.2 から第 4 固有値までの累積寄与率は 90% を越え、分析に必要な主成分は 4 つで十分であることがわかる。また、表-2.3 から等価砂粗度  $k_s$  と第 4 主成分の因子負荷量は 0.804 であり、高い正の相関をもつことから第 4 主成分が粗面情報を表す成分であるといえる。したがって、第 4 主成分と各実験ケースの  $T_{lag}/T_d$  の関係から、底面粗度と  $T_{lag}/T_d$  の関係が考察できる。図-2.7 は、ケースごとの主成分の影響の大きさを表す主成分スコア(項目ごとの正規化データと固有

表-2.3 因子負荷量

	第1主成分	第2主成分	第3主成分	第4主成分
$T_{lag}/T_d$	0.5498	0.3842	0.6623	0.0992
$T_d$	-0.2718	-0.5408	-0.7306	0.1071
$h_b$	0.6000	-0.7399	-0.0104	0.0885
$h_p$	0.5750	-0.8074	0.1101	0.0444
$Um_b$	-0.8917	-0.2055	0.3576	-0.1668
$Um_p$	-0.7471	-0.4562	0.4620	-0.1339
$h_p - h_b$	0.4813	-0.8020	0.2460	-0.0135
$(Um_b + Um_p)/2$	-0.8264	-0.3437	0.4192	-0.1512
$\alpha (\times 10^{-3})$	0.8295	0.1326	0.5073	-0.0683
$k_s$	-0.5158	-0.0348	0.2879	<b>0.8039</b>

究では等価砂粗度  $k_s$  を組み込んで、式(2.12)で定義される新しい非定常パラメータ  $\alpha'$  を提案する。すなわち流れ場の時間平均水深  $h_c$  に対する  $k_s$  の比を粗面効果として導入し、この効果を  $\alpha$  に乗じたものを  $\alpha'$  と定義した。

$$\alpha' = \alpha \times \frac{1}{(1 - k_s/h_c)} \quad (2.12)$$

ここで  $h_c = (h_b + h_p)/2$  である。  $\alpha$  および本研究で定義した  $\alpha'$  と  $T_{lag}/T_d$  の相関係数はそれぞれ 0.80, 0.85 であり、粗面効果を考慮した新しいパラメータ  $\alpha'$  の方が若干高い相関関係をもつことがわかる。今後、粗面場の計測ケースを増やして  $\alpha'$  の有用性を確認する必要がある。

## 2.5 結語

粗面場における非定常な開水路射流をレーザ流速計で乱流計測した。その結果、速度分布および乱れ分布は定常時と同様に普遍公式（主流速は対数則、乱れ強度は橋津の普遍関数、レイノルズ応力は粘性項を省略した理論式）に従うことがわかった。また、速度と水深の時間変化には位相差が

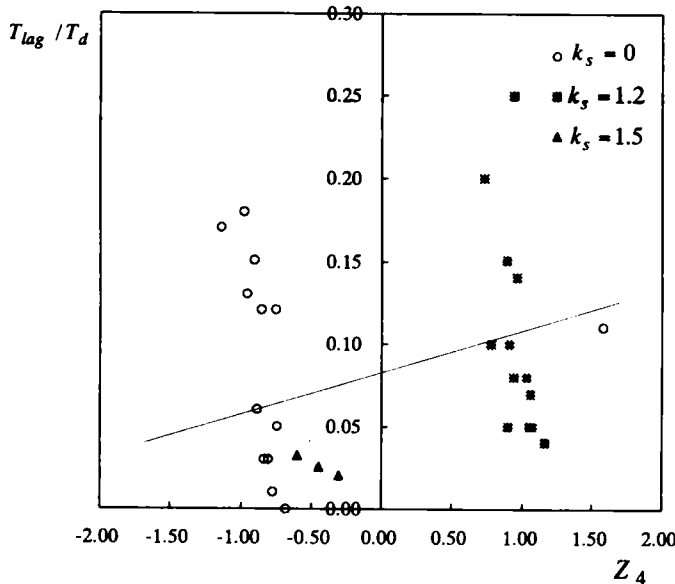


図-2.7 第4主成分スコアと位相差の関係

発生し、その位相差は非定常性が強いほど大きくなった。これらの結果は従来の実験データベースと一致しており、水路床の粗滑やフルード数は非定常な開水路乱流の内部構造特性にほとんど影響を及ぼさないことが示された。さらに主成分分析によって底面粗度の影響が大きいほど  $T_{lag}/T_d$  が大きくなることを明らかにし、従来の非定常パラメータに比べて  $T_{lag}/T_d$  との相関が高い、底面粗度効果を組み込んだ新しい非定常パラメータを提案した。

参考文献

- 1) 橋津家久・門田章宏・中川博次：非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究，土木学会論文集，No.491/II-27，pp.81-88，1994.
- 2) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulent structures over dunes and its role on suspended sediments in steady and unsteady open-channel flows, *Int. Symp. on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modeling*, IAHR, Florence, pp.165-190, 1991.
- 3) 中川博次・村上正吾・長谷川昌明：非定常開水路流れに関する実験的研究，「非定常な流れ場における土砂輸送理論の体系化に関する研究」研究成果報告書（代表：中川博次），pp.17-36，1993.
- 4) 橋津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学博士論文，1977.
- 5) 新村秀一：易しく実践データ解析の進め方，共立出版，1989.



### 第 3 章

#### 鉛直 2 次元の非定常な開水路流れに関する数値計算



本章の一部は、以下で審査付論文として掲載されたものである。本章はこれらを中心にさらに検討を加えたものである。

- 1) 橋津家久・牛島省・山上路生：水深変化を有する非定常な開水路流れの数値計算，土木学会論文集，No.691/II-57，pp.63-72，2001.
- 2) 橋津家久・牛島省・山上路生・坂根由季子：低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルと VOF 法を用いた非定常開水路流れの数値計算，水工学論文集，土木学会，第 45 巻，pp.547-552，2001.
- 3) Sanjou, M.: Analysis of Unsteady Open-channel Flows by Numerical Calculation, *Proc. of 29th IAHR Congress, Student Competition, Beijing*, pp.136-142, 2001.
- 4) 橋津家久・山上路生：非定常開水路流れの内層における乱流構造に関する数値計算，水工学論文集，土木学会，第 46 巻，pp.397-402，2002.
- 3) Nezu, I. and Sanjou, M.: Numerical Calculation of Near-Wall Region in Unsteady Open-Channel Flows, *Advances in Hydraulics and Water Engineering (ed. John Junke Guo)*, World Scientific Pub., Singapore, Vol.1, pp.136-142, 2002.

### 3.1 概説

第2章で述べたように非定常開水路流に関しては今日までに多くの貴重な LDA データが得られている。しかしながら、これらの非定常開水路流れに関する研究のほとんどは実験および野外観測で行われたものであり、数値計算手法による非定常流の内部構造に関する詳細な検討はほとんどみられない。一般に非定常流の乱流構造を全水深領域にわたって詳細に計測することは多大な時間と労力を要し、また水深増加領域や底面領域における各物理量の測定も容易ではない。さらにレイノルズ数が高い場合、粘性底層の実寸はより薄くなり、壁面近傍領域の流速や乱れの減衰効果を評価することは難しくなる。このような現況から、今後は数値計算的なアプローチ (CFD) が必要になると考えられる。閉管路 (パイプ) の非定常流は往復振動流が代表例であるが、境界条件が固定しているから計算が比較的容易である。一方、開水路は水面自体が変動するからかなり複雑な現象となり、計算流体力学的にも興味ある重要な研究課題である。

本研究では定常流において信頼性が確認されている低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルと VOF (Volume of fluid) 法を併用して、水面が変動する非定常開水路流の内部構造を粘性領域を含めた全水深領域にわたって数値計算する。

特に 3.3 節ではカルマン定数が非定常時においても普遍性を保つ ( $\kappa = 0.41$ ) 弱い非定常性を有する開水路流れの基本特性を再現計算し、Nezu ら (1997)<sup>1)</sup> の LDA 実験データと比較してその有効性を示すとともに、非定常開水路流における乱れエネルギー収支の時系列特性や速度、水深および乱れのピーク出現時刻の遅れ時間などを数値予測する。3.4 節では非定常時にカルマン定数が時間変化する比較的強い非定常性を有する鉛直2次元開水路乱流場を数値計算し、乱流実験で得られたカルマン定数の時間変化特性の再現<sup>2)</sup>を試みるとともに、この乱流構造を数値流体力学的に考察する。

### 3.2 水深変化を有する開水路流れの計算方法

ここでは鉛直2次元場の非定常開水路乱流の具体的な計算方法を示す。特に非定常開水路流れの重要な特徴である時間的に大きく変化する水深の数値計算法について詳述する。

#### (1) 基礎方程式

式(3.1)と式(3.2)に鉛直2次元の連続式とレイノルズ平均 N-S 方程式(RANS)を示す。ただし本節では簡単のためにレイノルズ応力は考えない。ここで鉛直2次元場の場合、解くべき変数は流速2成分  $U, V$  と圧力  $P$  の3つであり、方程式数も3つであるので計算が可能である。連続式と運動方程式の組み合わせ解法には種々の方法が提案されているが、こ

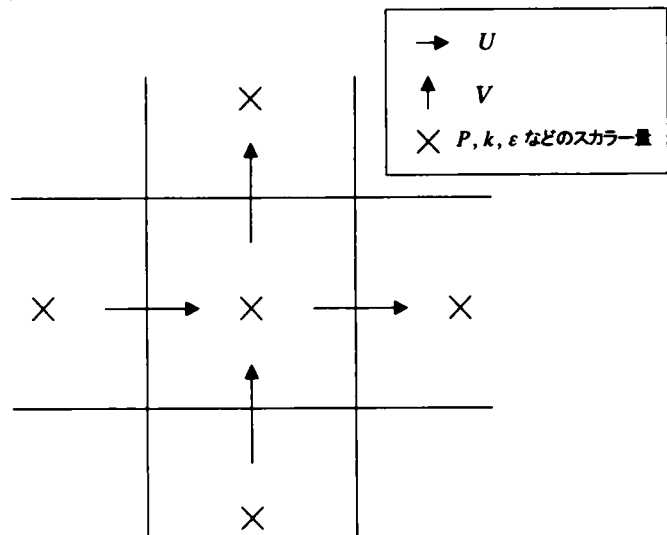


図-3.1 本計算における変数定義

では最も基本的な MAC 法<sup>3)</sup>を採用する。MAC 法では連続式と N-S 方程式に代数操作を施して圧力ポアソン方程式(式(3.3))を導出し、これと式(3.2)を連立することで速度と圧力を求める。適切な境界条件の下で式(3.3)から収束計算によって圧力分布を計算し、その結果を式(3.2)に代入することで流速分布を求めるという操作を必要な時間だけ繰り返せば、各時刻の流速と圧力の空間分布が得られる。ここで格子上的変数配置は圧力のチェッカーボードエラーを防ぐために図-3.1に示すスタガード配置とした。

なお、定常開水路流と非定常開水路流の主な相違は流速と水深が時空間的に変化する点であるが、本研究の鉛直2次元計算では流入境界に時間変化する流速と水深を与えることで非定常開水路流を発生させている。また定常開水路流では自由表面境界を固定面として Free-Slip 条件を課すことで計算が可能だが、非定常開水路流では自由表面が時空間的な勾配をもつために、自由表面計算モデルの導入が必要である。

$$\text{(連続式)} \quad \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (i=1,2) \quad (3.1)$$

$$\text{(運動方程式)} \quad \frac{DU_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - u_i u_j \right) \quad (i=1,2 \quad j=1,2) \quad (3.2)$$

(圧力ポアソン方程式:2次元の場合)

$$\Delta P = - \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (3.3)$$

## (2)自由表面計算手法 (VOF 法)

自由表面計算手法としては、液体粒子(マーカー粒子)の動きを追跡して水面形を計算する Marker and Cell 法や計算領域境界の時間変化に応じて、計算ステップごとにメッシュを生成しなおして計算を進める移動一般曲線座標系を用いた方法、さらに計算セル内の流体占有率の輸送方程式を計算することで自由表面形状を決定する VOF 法 (Volume of Fluid) などがある。VOF 法は Hurt and Nicholds(1981)<sup>4)</sup>によって提案されたオイラー的自由表面計算手法であり、計算セルごとの流体占有率を追跡し水面形を階段状に近似する手法である。長所は、デカルト座標系での使用が可能で汎用性が高いこと、砕波などの水面が多面的に存在する複雑流れに適用できることなどがあげられ、開水路計算への適用例も多い。米山・守屋(1995)<sup>5)</sup>、米山(2001)<sup>6)</sup>は質量保存精度を向上できる改良型モデルを開発してダム破壊流れに適用している。他にも階段型魚道<sup>7),8)</sup>、湾曲流れ<sup>9)</sup>および跳水流れ<sup>10)</sup>に適用した例があり、その有用性が示されている。一方、水面形状の再現に関しては階段状(不連続)近似のため、境界適合型の手法に比べるとその精度は悪い。しかしながら本研究で扱う非定常流れは水面形状の空間変化が比較的小さいため形状再現精度については大きな問題はないと考えられる。そこで、本研究では、自由水面計算に VOF 法を採用する。

VOF 法は計算セルごとに流体(ここでは水)の存在率を表す関数  $F$  ( $0 \leq F \leq 1$ )を用いて自由表面形状をモデル化する。 $F$ の値により各計算セルを気体セル、液体セル、表面セルに区別す

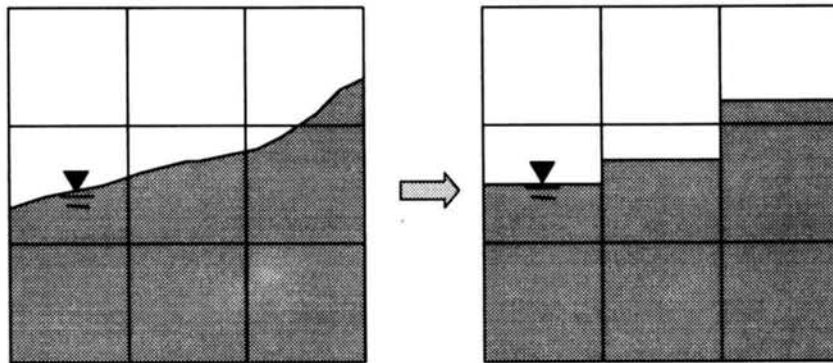


図-3.2 VOF 法による自由水面のモデル化

る．具体的には，

気体セル	・・・	$F = 0$
液体セル	・・・	$F = 1$
表面セル（気体と液体が混在）	・・・	$0 < F < 1$

である．表面セルの中に自由表面（気液界面）が現れるが，自由表面は必ずいずれかのセル界面（2次元では4つ，3次元では6つ）に平行になることを仮定して，自由表面の形状をモデル化する．図-3.2 にその概念図を示す．任意の自由表面形状を VOF によりモデル化するためには  $F$  の時空間分布を求め，表面セルの自由表面の方向を決定する必要がある．

### (3)VOF 関数の移流方程式

自由表面のモデル化のためには  $F$  の時空間的な分布を求める必要である．一般に  $F$  値は流れ場の状況に依存する．すなわち各セルにおける質量保存則から次の  $F$  に関する移流方程式が導かれる．

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial U_i F}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

MAC 法で求められた速度分布を用いて各セルの  $F$  を更新する．なお  $F$  は図-3.3 のようにセルの中心に定義する．ここで，注意すべきことは，あるセルに対する  $F$  の移流方程式を離散化する際に異なる定義位置をもつ  $F$  が現れることである．これは  $F$  値が連続空間で定義されるものでなく，あくまで離散的な定義によることを示し

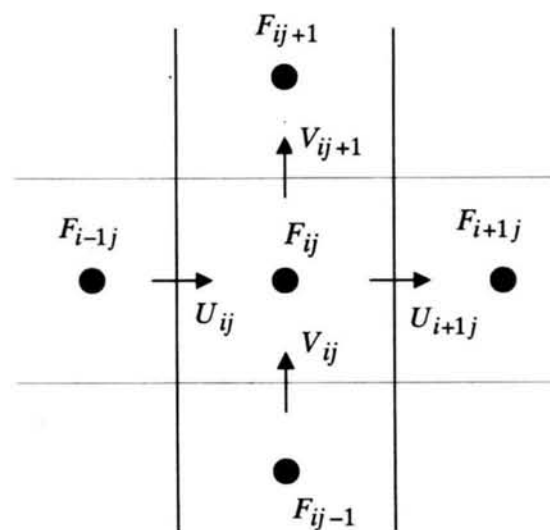


図-3.3 流体占有率  $F$  の配置

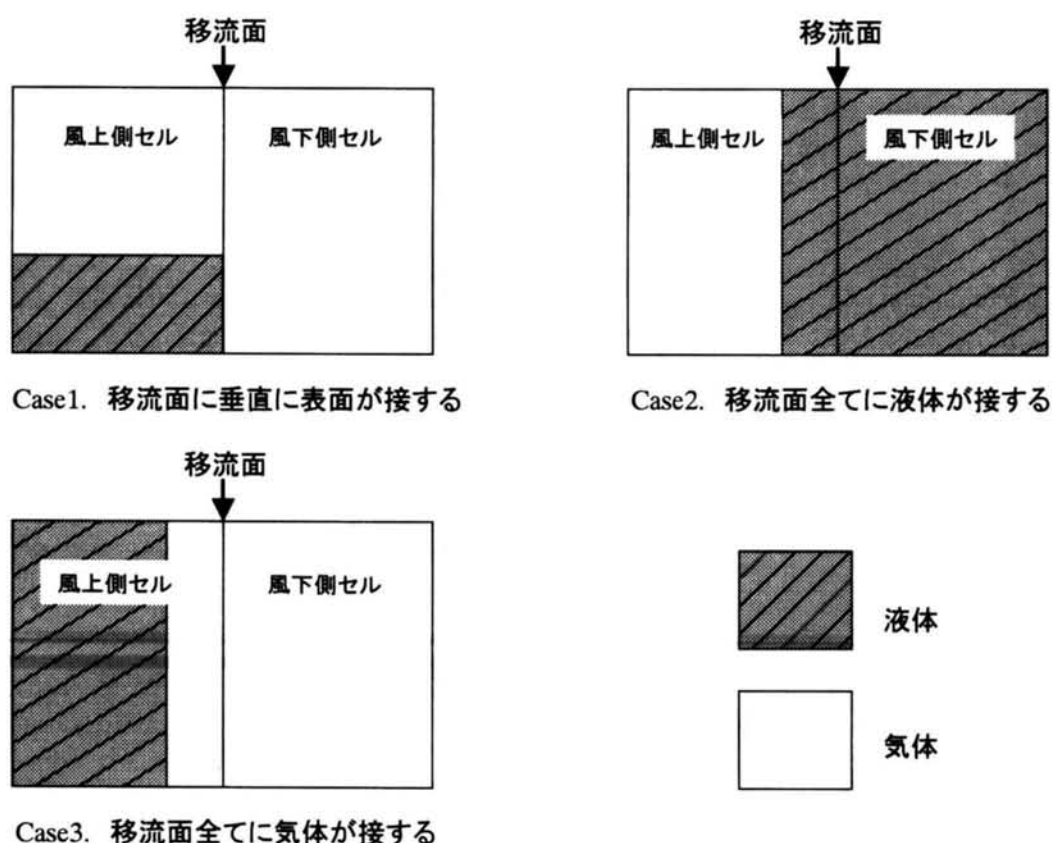


図-3.4 計算セルの分類

ている。速度などの一般的な物理量の移流計算の風上差分では、界面上の物理量の大きさをその風上のセルの物理量とするが、 $F$ の移流計算においては移流面の流速の大きさにより界面中の $F$ を定義する体積要素の大きさが変化するために、単純な風上差分は適用できない。このため、 $F$ の移流方程式の差分解法においてはドナー・アクセプター法という特殊な風上差分スキームを採用する。

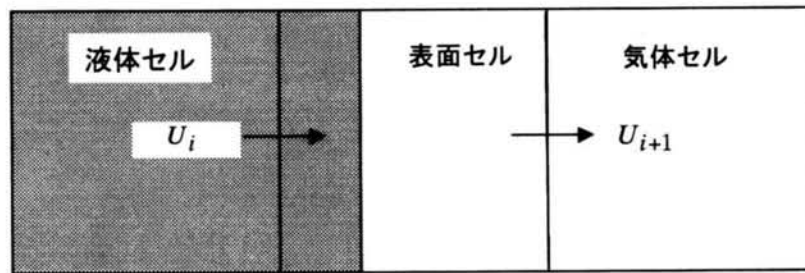
#### (4)ドナー・アクセプター法

ドナー・アクセプター法は計算セル中の自由表面方向を考慮した風上差分である。この方法の特徴は、セル境界での流体移動量を上流側のセル情報を考慮して決定する点でありこれにより表面形状を精度よく計算できる。あるセル境界に対してすぐ上流側に隣接するセルの状況は図-3.4のように分類できる。

ケース1. 表面セルでありその表面が移流面に垂直となっている。

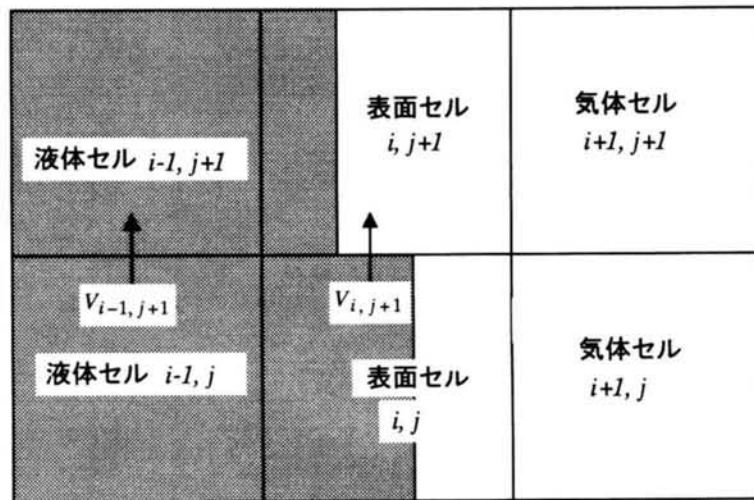
ケース2. 表面セルであってその表面が移流面と平行であり液体がセル界面に隣接するか、液体セルである。

ケース3. 表面セルであってその表面が移流面と平行であり気体がセル界面に隣接するか、気体セルである。



流速  $U_i$  を  $U_{i+1}$  に埋め込む

図-3.5 流速の境界条件



流速  $V_{i-1, j+1}$  を  $V_{i, j+1}$  に埋め込む

→ 計算領域の流速 → 境界処理による流速

図-3.6 圧力の境界条件

ケース1の場合は上流セルの  $F$  値を移流計算に用いればよい。一方、ケース2および3は上流の流体量に依存する。すなわち、すべて流体を移流させようとするときに、その量が上流セル中の液体量より大きければ、上流セル中の液体をすべて移流させて残りは気体を移流させる。また、逆にすべて気体を移流させるときに、その量が上流セル中の気体量より大きければ、上流セル中の気体をすべて移流させて残りは液体を移流させる。

#### (5)自由表面における境界条件

自由表面での流速は、図-3.5 に示すように表面セルに近接する液体セルでの流速を与える。一方、自由表面セルの圧力は図-3.6のように近接する液体セルの圧力と自由表面での圧力  $P_s$  から線形近似により求めるものとする。本研究では表面張力の影響を無視して  $P_s = 0$  とする。

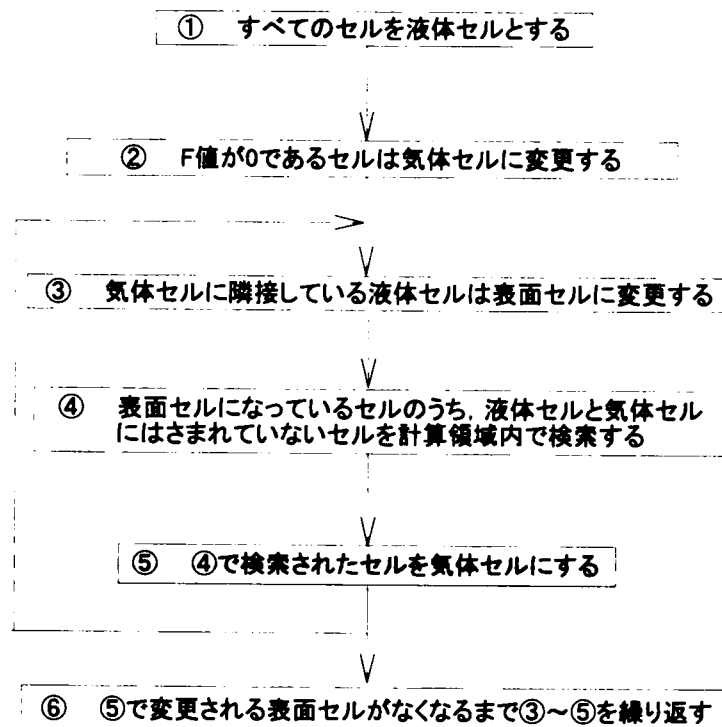


図-3.7 表面セル決定のアルゴリズム

#### (6)表面セルの決定

表面セルの本来の定義は  $0 < F < 1$  を満たすセルであるが、実際の計算では数値誤差により、この定義だけで表面セルを決定すれば物理的に矛盾が生じる。計算上では次の2つの条件を満たすセルを表面セルとする。

1. 表面セルの表面の向きが示す液体がある方向のセルは液体セルである
2. 表面セルの表面の向きが示す気体がある方向のセルは気体セルである

また自由表面の境界条件を計算に反映させるためには、流体セルと気体セルの間には必ず表面セルがなければならない。

以上の条件を満足するように表面セルを決定するには図-3.7 に示すアルゴリズムを用いればよい<sup>11)</sup>。

#### (7)表面セルの方向の決定

表面セルの方向の決定は自由表面形状を正確に把握する上で重要である。ここでは、表面セルの周囲セルの流体存在率によって自由表面の方向を決定する。最も流体存在率が高い方向に自由表面が存在するものとする。

#### (8)流体体積の補正

VOF 法では，数値計算上，液体中に  $F < 1$  となるセルが生じる場合がある．これは解の精度を低下させるばかりでなく，数値計算の安定性をも低下させる原因となりうるために何らかの対策が必要である．本研究では液体内部に  $F < 1$  となるセルが生じた場合， $F = 1$  に置き換えた．ただし，表面セルに隣接している液体セルについては米山・守屋<sup>5)</sup>の方法を用いて体積を補正した．彼らは図-3.8 に示すように  $F < 1$  となる液体セルが表面セルに接している場合，表面セルを液体セル側にさせて，液体セルの値を増加させて1とし，表面セルの  $F$  値をその分だけ減ずるという方法を提案して，計算精度の向上に成功している．

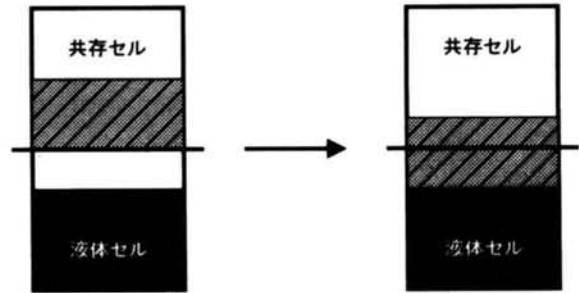


図-3.8 米山・守屋の方法

#### (9)VOF 法のまとめ

以上で述べた VOF 法の基本概念と計算手法のまとめとして，本計算で用いた自由表面計算のフローチャートを図-3.9 に示す．各時間ステップにおいて VOF 法ルーチンの前に MAC 法などの収束計算法によって流速値を求める．それらの値を式(3.4)で定義される流体占有率( $F$ )の輸送方程式に適用して計算領域全体の  $F$  値を算出する．次に図-3.7 のアルゴリズムによってセル分類を行い，表面セルとその自由表面方向を決定する．最後に圧力-流速計算で必要となる自由表面における圧力と流速の境界値を計算する．

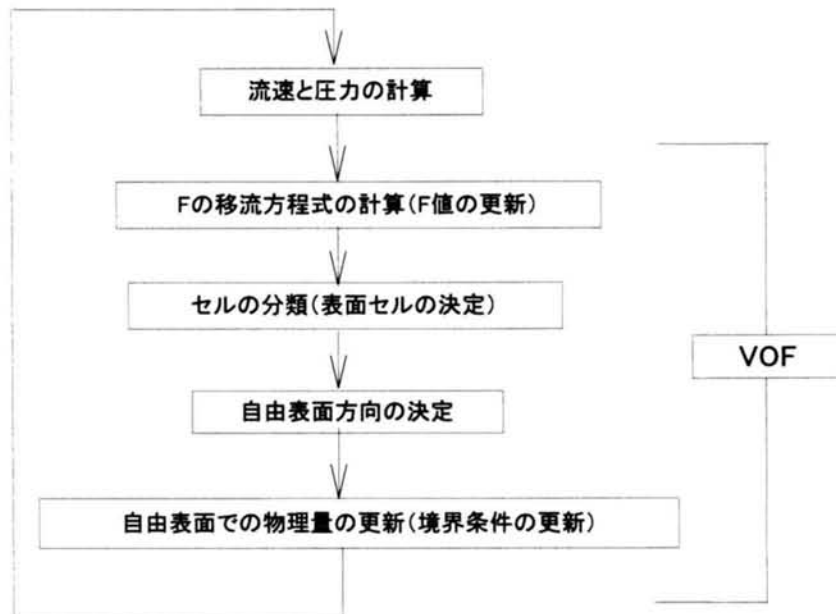


図-3.9 VOF 法の計算フロー



### 3.3 弱い非定常性を有する鉛直2次元の開水路乱流の数値計算

#### 3.3.1 はじめに

本節では、カルマン定数が時間変化しない弱い非定常性を有する開水路乱流を対象に粘性底層から自由水面までの全領域にわたって鉛直2次元計算を行い、Nezu ら(1997)<sup>1)</sup>の LDA による実験結果と比較することで、数値計算による非定常開水路流れの特性解明の可能性を検討する。本計算では低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルと VOF 法を用いることで、水深および速度が時空間的に変化する非定常開水路流れの内部構造を評価する。さらに非等方乱流モデルの導入により乱れ強度やレイノルズ応力の挙動も算出する。

#### 3.3.2 計算条件

##### (1) 計算ケース

本節では Nezu ら<sup>1)</sup>の LDA による実験ケース（表-3.1）と比較できるように条件をこれに一致させた。流入流量は、時間的にサイン波のハイドロである。 $h$ は水深、 $U_m$ は断面平均主流速、 $\alpha$ は第2章の式(2-1)で定義した非定常パラメータである。なお、 $b$ および $p$ はベース時とピーク時を表す添字である。図-3.10 は計算手順のフローチャートを示したものである。まず MAC 法を用いて前計算ステップでの速度-圧力値から現計算ステップでの速度-圧力値を求める。次に更新された速度-圧力値を用いて低レイノルズ数  $k-\varepsilon$  モデルから、現計算ステップの  $k$  および  $\varepsilon$  を算出する。最後に VOF 法により流下方向の各地点の水深を算出し、自由表面での境界条件

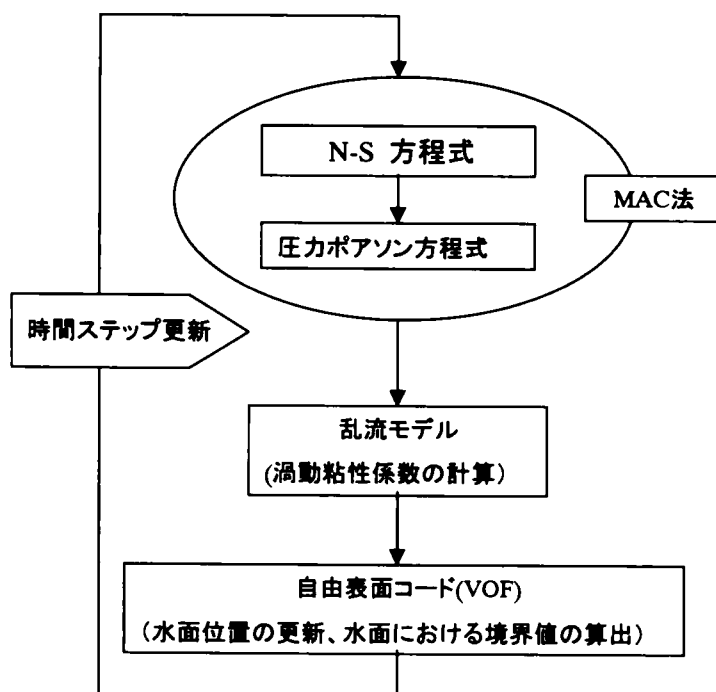


図-3.10 水深変化する非定常開水路乱流の数値計算フロー

表-3.1 計算ケース

case	$h_b$ (cm)	$h_p$ (cm)	$U m_b$ (cm/s)	$U m_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	$\alpha (\times 10^{-3})$
S60	4.0	6.6	30.0	58.0	60	0.95
S90	4.0	6.6	30.0	58.0	90	0.71
S120	4.0	6.6	30.0	58.0	120	0.52

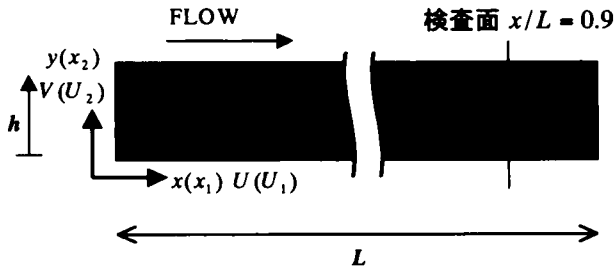


図-3.11 計算格子

を更新する。以上の手順を指定した時間分だけ繰り返すことにより非定常開水路流の数値計算が可能となる。

図-3.11 は計算格子図である。鉛直メッシュ幅を底面ほど細かくした不等間隔格子である。なお粘性底層での計算を可能とするために底面からの第一格子点高は  $y^+ = U_\tau y / \nu < 0.5$  を満たすように設定した。計算は、 $L$  を流下方向計算区間長とすると  $L/h_b = 20$  までの領域にわたって行った。以下の考察で用いる各計算値は  $x/L = 0.9$  の検査面の値である。

## (2) RANS 方程式

レイノルズ平均された連続式および RANS 方程式は式(3.5)および式(3.6)で与えられる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Omega + \frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - u_i u_j \right) \quad (3.6)$$

ここで  $\Omega$  は重力ポテンシャル、 $P$  はアンサンブル平均圧力で、 $U_i$  はアンサンブル平均流速成分、 $u_i$  は乱れ変動成分である。

式(3.6)中のレイノルズ応力は明・笠木(1990)<sup>12)</sup>の非等方モデルを用いて計算する。なお、非定常流れでは各物理量の流下方向勾配  $\partial/\partial x$  はゼロではないが、 $\partial/\partial x$  が鉛直方向勾配  $\partial/\partial y$  に比べて小さいことを考慮して以下に示される2次元表示式を適用する。

$$\overline{u_1 u_1} = \frac{2}{3} k + \frac{1}{3} (2C_1 - C_3) \nu_t \frac{k}{\epsilon} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + 2\nu_t \frac{k}{\epsilon} \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (3.7)$$

$$\overline{u_2 u_2} = \frac{2}{3} k - \frac{1}{3} (C_1 - 2C_3) \nu_t \frac{k}{\epsilon} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \frac{4}{3} \nu_t \frac{k}{\epsilon} \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (3.8)$$

$$\overline{u_3 u_3} = \frac{2}{3} k - \frac{1}{3} (C_1 + C_3) \nu_t \frac{k}{\epsilon} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \nu_t \frac{k}{\epsilon} \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \quad (3.9)$$

$$\overline{u_1 u_2} = -\nu_t \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (3.10)$$

ここで、モデル定数は明・笠木<sup>7)</sup>が推奨している  $C_1 = 0.8$ 、 $C_3 = -0.15$  を用いた。鉛直2次元乱流では横断方向の平均流速  $U_3$  はゼロであるが、横断方向レイノルズ応力  $\overline{u_3 u_3}$  はゼロではない。

ただし物理量の横断勾配  $\partial/\partial z$  と横断方向流速  $U_3$  がゼロなので、式(3.9)の  $\overline{u_3 u_3}$  は運動方程式や乱れの輸送方程式に陽的には現れない。移流項の差分化には QUICK スキーム、時間微分項には2次精度のアダムス・バッシュフォース法、その他の空間微分項には2次精度の中心差分を用いた。

### (3)低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル

本研究では  $k-\varepsilon$  モデルを用いて乱れエネルギーおよび乱れエネルギーの散逸率の時間・空間分布を計算する。標準的な  $k-\varepsilon$  モデルでは  $y^+ \geq 50$  に計算第一点を取り境界条件として壁関数を用いるため、本研究のような粘性底層 ( $y^+ \leq 5$ ) まで底面極近傍は厳密には解けない。そこで、渦動粘性係数および  $\varepsilon$  方程式中の生成項、拡散項に減衰関数を導入することで底面近傍の乱流挙動をより正確に再現できる低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルが必要である。この乱流輸送方程式は次式で示される<sup>13)</sup>。

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + (G - \varepsilon) \quad (3.11)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} f_1 G - C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon) \quad (3.12)$$

$$\text{ここで,} \quad G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.13)$$

$$v_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.14)$$

である。式中の  $k$  は乱れエネルギー、 $G$  は乱れエネルギーの発生率、 $\varepsilon$  はその散逸率、 $v_t$  は渦動粘性係数である。定常乱流では壁近傍の粘性効果を適切に表現するために補正関数  $f_1, f_2$  および  $f_\mu$  を導入することが必要である。特に  $f_\mu$  は Jones and Launder(1972)<sup>13)</sup>をはじめ多くの従来モデル<sup>14)~19)</sup>があるがここでは開水路乱流を対象に独自に開発する。

さて、壁近傍の速度変動の各成分  $u$ 、 $v$  および  $w$  はテイラー展開と No-slip 条件から式(3.15)~(3.17)で近似される<sup>14)</sup>。

$$u(y) = a_1 y + a_2 y^2 + O(y^3) \quad (3.15)$$

$$v(y) = b_2 y^2 + O(y^3) \quad (3.16)$$

$$w(y) = c_1 y + c_2 y^2 + O(y^3) \quad (3.17)$$

これより壁近傍領域において、乱れエネルギー  $k$  と散逸率  $\varepsilon$  は、次の漸近挙動を示す。

$$k = (a_1^2 + c_1^2) y^2 / 2 \propto y^2 \quad (3.18)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2} \propto y^0 \quad (3.19)$$

壁面近傍では  $\overline{uv} \propto y^3$ ,  $U \propto y$  であるから式(3.10)より  $v_i \propto y^3$  となる。これらの結果を式(3.14)に代入すれば,  $f_\mu$  は次の漸近挙動を示す。

$$f_\mu \propto y^{-1} \quad (\text{壁面近傍で}) \quad (3.20)$$

一方, 開水路乱流において高レイノルズ数領域の乱れ分布特性は次の普遍関数で表される<sup>20)</sup>。

$$\frac{k}{U_*^2} = 4.78 \cdot \exp(-2\xi) \quad (3.21)$$

$$\frac{\epsilon h}{U_*^3} = 9.8 \cdot \xi^{-1/2} \cdot \exp(-3\xi) \quad (3.22)$$

ここで  $h$  は水深,  $U_*$  は摩擦速度,  $\xi = y/h$  である。これらを式(3.14)に代入すると次式が得られる。

$$v_i = 2.33 C_\mu f_\mu h U_* \xi^{0.5} \exp(-\xi) \quad (3.23)$$

また, 対数則から式(3.24)が導かれる。

$$v_i = \kappa h U_* \xi(1-\xi) \quad (3.24)$$

式(3.23)と(3.24)から平衡領域 ( $\xi > 0.1$ ) での  $f_\mu$  は次のようになる。

$$f_\mu = \frac{\kappa}{2.33 C_\mu} \xi^{1/2} (1-\xi) \exp(\xi) = 2\xi^{1/2} (1-\xi^2) = 2\xi^{1/2} \quad (3.25)$$

ここで  $\kappa = 0.41$ ,  $C_\mu = C_{\mu s}$  である。 $C_{\mu s}$  は標準  $k-\epsilon$  モデルの定数で  $C_{\mu s} = 0.09$  である。さて  $\xi = 1/4$  で  $f_\mu = 1$  なので壁面から離れた領域も考慮すると  $f_\mu$  は式(3.26)で表される。

$$f_\mu = \begin{cases} \xi^{1/2} & (\xi \leq 1/4) \\ 1 & (1/4 < \xi \leq 1) \end{cases} \quad (3.26)$$

式(3.26)で与えられる  $f_\mu$  は壁面近傍で  $f_\mu \propto y^{0.5}$  となり, 式(3.20)の関係を満たさない。そこで新たに減衰関数を導入する。従来モデルの多くが van Driest 型の関数形である<sup>21)~24)</sup>。そこで式(3.26)をベースにして, 式(3.20)の壁面挙動を満たすように次のように定義する。

$$f_\mu = 2\xi^{1/2} (1 - \exp(-C_4 y^+))^{1/2} \times (1 + C_5 R_t^{-1/2}) \quad (3.27)$$

ここで  $y^+ = y U_* / \nu$ ,  $R_t = k^2 / (\nu \epsilon)$  である。

また  $\epsilon$  方程式に現れる  $f_1$  および  $f_2$  については従来モデルでよく使われている次式を採用した<sup>25), 26)</sup>。

$$f_1 = 1.0, \quad f_2 = 1 - 0.3 \exp(-R_t^2) \quad (3.28)$$

以上の式中に現れるモデル定数は定常流における計算最適化により次のとおりに定めた。

$$\sigma_k = 1.3, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{\epsilon 1} = C_{\epsilon 1s} = 1.48, C_{\epsilon 2} = C_{\epsilon 2s} = 1.8 \quad (3.29)$$

#### (4)境界条件

本計算での境界条件を以下に示す。

a)流入条件：第2章で述べたように一般に非定常開水路流れでは，水深と速度のピーク時刻に時間差  $T_{lag}$  が生じる．図-3.12 のように禰津ら(1994)<sup>27)</sup>は， $T_{lag}$  と非定常パラメータ  $\alpha$  の間にほぼ線形関係があると指摘した．計算機能力の制限で十分に長い流下方向距離を確保できないので，本計算では，この結果を用いてサイン波的に変化する流入速度と流入水深に  $T_{lag}$  の位相差を与えた．また流入圧力には静水圧分布を，流入速度分布には対数則を，

乱れエネルギー  $k$  と散逸率  $\varepsilon$  に関しては式(3.21)および(3.22)を適用した．

b)流出条件：すべての計算値に自由流出条件を用いた．

c)底面境界条件：流速に関しては No-slip 条件， $k$  はゼロ， $\varepsilon$  は式(3.30)を与えた．

$$\varepsilon_w = 2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \Big|_{y=0} \quad (3.30)$$

d)自由表面境界条件：流速および圧力値は VOF 法により設定した．水深固定の定常計算における  $k$  と  $\varepsilon$  の自由水面条件にはいくつかのモデルが存在するが，それらが非定常流れに適用できる保証はないのでここでは対称条件を与えた．

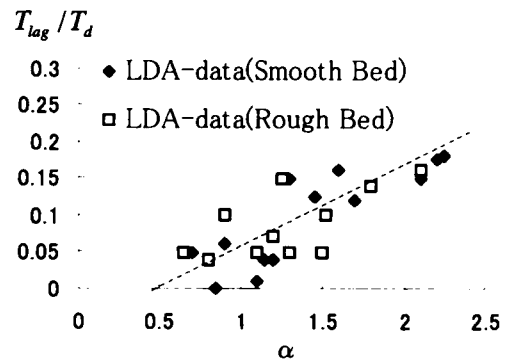


図-3.12 位相差と非定常性の関係

### 3.3.3 計算結果と考察

#### (1)非定常開水路流れの時空間構造

図-3.13は本計算で得られたケース S60の  $y/h_b = 0.3$  における乱れエネルギー  $k$  および乱れエネルギー散逸率  $\varepsilon$  に関する時空間分布を表す．乱れエネルギー，散逸率ともに空間的な変化よりも時間的な変化の方が大きく，流下方向への変化は相対的に小さい．また乱れエネルギーおよび散逸率は， $t/T_d = 0.93 < 1.0$  でピークが生じ，増水期で起きている．乱れの増加は流速と水深の増加によって引き起こされるが，流速と水深の時間挙動には位相差が存在し，水深ピーク以前に流速がピーク値をもつ．その結果，乱れエネルギーと散逸率は水深ピーク以前にピーク値をもつと考えられる．また非定常流れの散逸率を実験で求めることは現段階では困難なことを考えると，これを数値予測した点は意義がある．

#### (2)底面せん断応力の時間変化特性

水深積分型の方程式においても非定常流れの水理特性を計算することは可能であるが，摩擦速度  $U_*$  を経験式から評価しなければならないため，底面せん断応力  $\tau_w = \rho U_*^2$  の時間的な挙動を正確に評価することは難しい．一方，本研究では  $U_*$  を対数則から求めた．図-3.14にケース S60における検査面におけるベースフローからの水深変化  $\Delta h$  と底面せん断応力  $\tau_w = \rho U_*^2$  の時間変化を示す．横軸には水位上昇時間による無次元化時間  $T = t/T_d$  を取った．両者は相似的に時間変化するが，底面せん断応力のピークが水深のピーク( $T=1$ )よりも時間的に早く現れており，

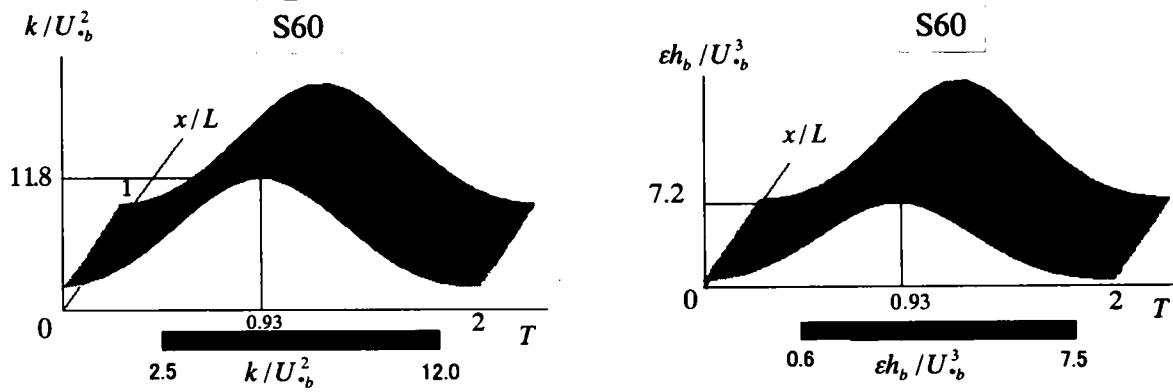
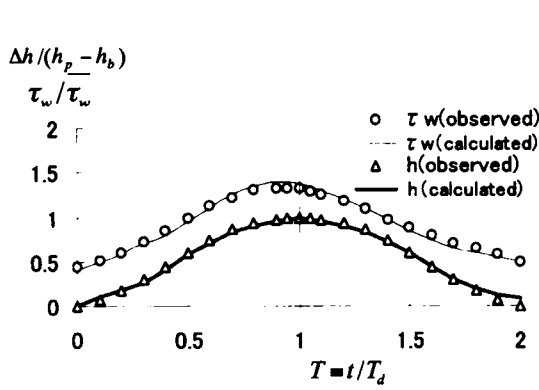
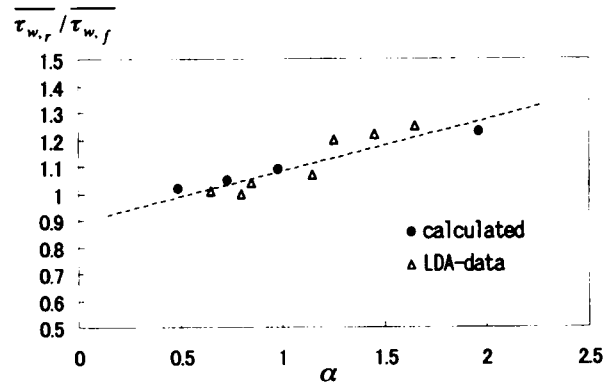


図-3.13 乱れエネルギーと逸散率の時間空間分布(左:乱れエネルギー, 右:逸散率)


 図-3.14 底面せん断応力の時間変化特性  
(S60)

 図-3.15 底面せん断応力の増水期と減水期の比と  
非定常性の関係

従来の実験で得られている結果を数値計算で再現できた。さらに  $h$  の時間変化も実験値とほぼ一致した。また、底面せん断応力を増水期のみで時間平均した  $\overline{\tau_{w,r}}$  と減水期のみで時間平均した  $\overline{\tau_{w,f}}$  を算出し、これらの比  $\overline{\tau_{w,r}}/\overline{\tau_{w,f}}$  を非定常パラメータ  $\alpha$  に対して示したものが図-3.15である。増水期の平均せん断応力  $\overline{\tau_{w,r}}$  は減水期の  $\overline{\tau_{w,f}}$  より大きく、その差は非定常性の増加にともない大きくなることが計算でも示された。

### (3)せん断応力分布に及ぼす非定常効果

図-3.16 は、ケース S60 のせん断応力分布に及ぼす非定常効果を時系列変化として表したものである。式(3.6)の主流方向運動方程式を  $\tau(h) = 0$  および  $\partial\tau/\partial x = 0$  の仮定の下で水深方向に積分すると、式(3.31)で示されるせん断応力  $\tau(y)$  に関する方程式が導出される。

$$\tau(y)/\rho = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \quad (3.31)$$

ここで、 $\tau_1 = -\int_y^h \frac{\partial U}{\partial t} dy$  (時間加速項)

$$\tau_2 = -\int_y^h \left( U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right) dy \quad (\text{対流項})$$

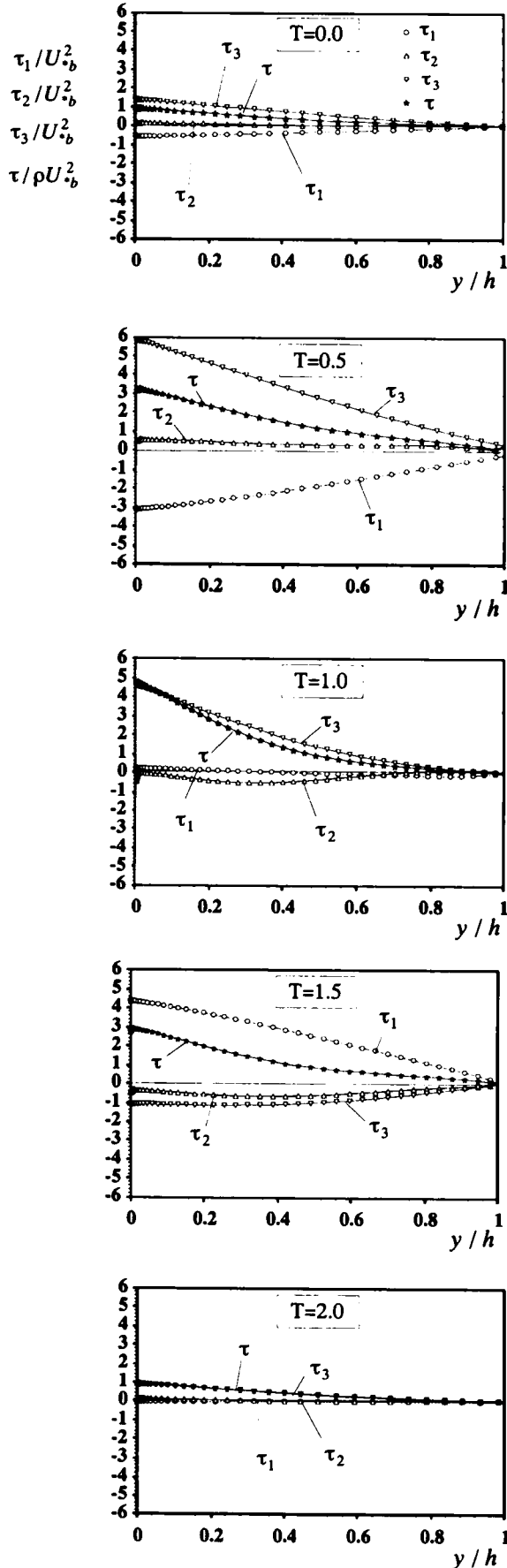


図-3.16 底面せん断応力の構成項の変化(S60)

$$\tau_3 = \int_y^h (g \cdot \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}) dy \quad (\text{圧力・重力効果項})$$

$\theta$ は水路床勾配である。

式(3.31)から $\tau(y)$ は、主流速の時間的加速度に関する項 $\tau_1(y)$ 、流速の対流に関する項 $\tau_2(y)$ 、圧力勾配および河床勾配に関する項 $\tau_3(y)$ から構成されることがわかる。

水深が増加し始める時刻 $T=0$ では非定常効果はほとんどなく $\tau$ の絶対値は小さい。主流速の時間的加速度がほぼピークとなる時刻 $T=0.5$ では $\tau_1$ は負値となるが、 $\tau_2, \tau_3$ は正值となり、結果的に $\tau$ は増加する。水深がピークとなる $T=1.0$ では時間的および空間的な加速度がほとんどなくなるために、 $\tau$ は $\tau_3$ のみに依存し、ほぼピーク値に達する。さらに減水期( $T=1.5$ )には $\tau_1, \tau_2$ および $\tau_3$ が増水期とは正負を逆転しながら、再び定常状態( $T=2.0$ )に達すると同時に、 $\tau$ も減少してベースフロー時の値に戻る。なお、この結果は、門田(1997)<sup>28)</sup>による洪水流の伝播速度を長波の速度で代用した近似解とも定性的に一致した。

#### (4) 渦動粘性係数の水深方向分布特性

図-3.17にケース S60におけるベースフローの摩擦速度 $U_b$ と水深 $h_b$ で無次元化された検査面における渦動粘性係数 $\nu_t$ の分布を示す。摩擦速度は実験データベースと同様に対数則から算出した。 $\nu_t$ は定常時( $T \leq 0$ )においては放物線分布をしているが、水深が増加し流量がピークに近づくにつれて、放物線の面積が大きくなり半水深領域を中心に $\nu_t$ が大きくなる。さらに減水期から再び定常状態に戻るにつれて放物線の面積が小さくなり、 $\nu_t$ の分布は初期分布に戻る。一方、図-3.18に各時刻における摩擦速度 $U_b$ と水深 $h$ によって無次元化された渦動粘性係数 $\nu_t$ の変化を示す。この図から、各時刻の摩擦速度と水深で無次元化すれば、渦動粘性係数はベース時、

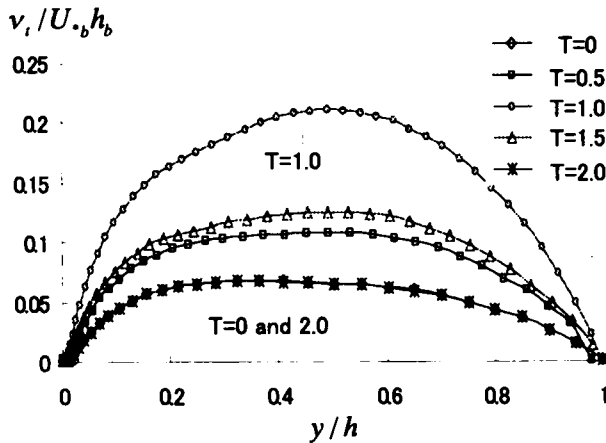


図-3.17 ベース時の摩擦速度と水深で無次元化した渦動粘性係数の鉛直方向分布の時間変化(S60)

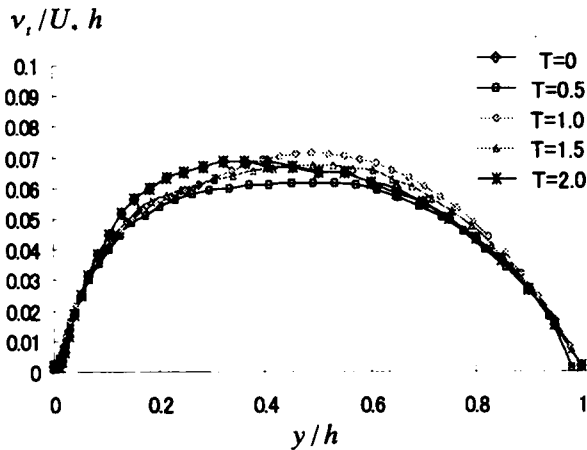


図-3.18 各時刻の摩擦速度と水深で無次元化した渦動粘性係数の鉛直方向分布の時間変化(S60)

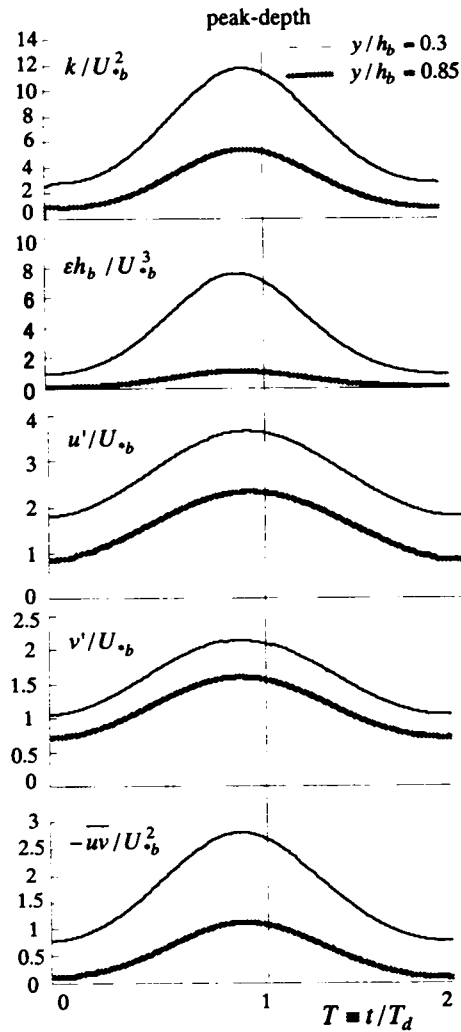


図-3.19 乱れ特性量の時間変化(S60)

ピーク時に関わらず、ほぼ同じ分布になる。また他の2ケースについても同様の結果が得られ、 $v_t$ の外部変数による普遍特性が非定常時においてもほぼ成立する。

#### (5) 乱れと水深ピークの出現時刻の関係

図-3.19はケース S60のベース時摩擦速度  $U_b$  と水深  $h_b$  で無次元化した乱れエネルギー  $k$ 、散逸率  $\varepsilon$ 、 $x$  方向および  $y$  方向の乱れ強度  $u'$ 、 $v'$ 、レイノルズ応力  $-\overline{uv}$  の時間変化を示すもので、 $y/h_b = 0.3, 0.85$  の2つの高さ位置での結果である。流量が増加するにつれて乱れが大きくなり、そのピークは水深ピーク以前に出現する。また、乱れエネルギー、散逸率、乱れ強度、レイノルズ応力はいずれも同時刻にピークをもつことがわかる。

#### (6) 主流速の分布特性

図-3.20 はケース S60 の主流速の集合平均値  $U$  を内部変数表示したもので、時刻  $T = t/T_d$  を変化させている。図には Nezu ら(1997)<sup>1)</sup>のレーザー流速計による実測値(LDA 値)も併示した。



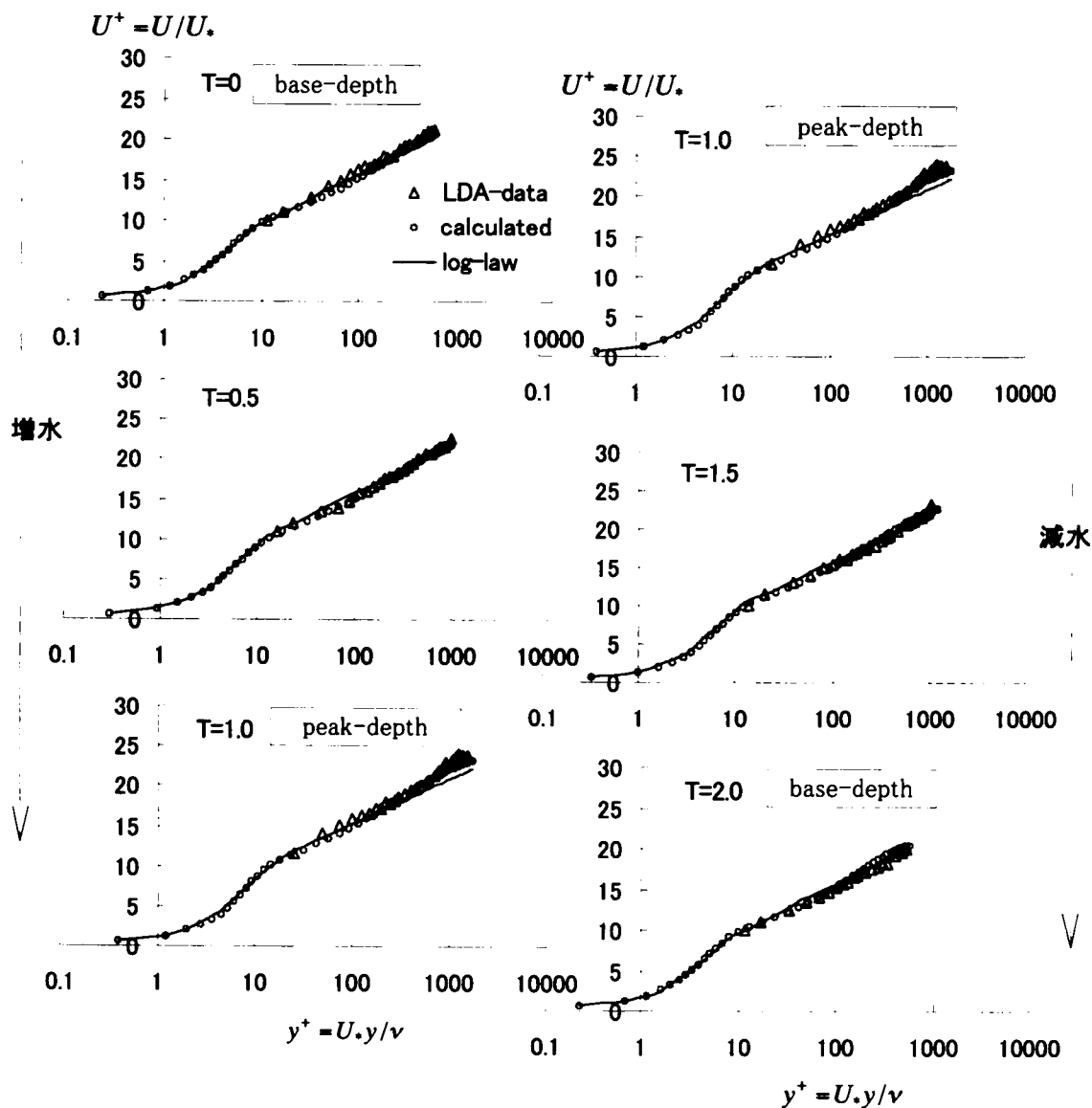


図-3.20 無次元主流速分布の時間変化(S60)

内層 ( $y^+ \leq 200$ ): バッファ層では実験結果と同様, 非定常時においても非定常効果が陽には現れず, 乱流構造の普遍特性が保たれることがわかる。

外層 ( $y^+ \geq 200$ ): 定常状態では  $Re$  数が小さいため, 速度分布はほぼ水面まで対数則に従うが, 水深がピークになるにつれて, 対数則からずれて wake が生じており, 実験結果でみられる非定常流の速度分布特性と良好に一致している。

Nezu and Rodi<sup>29)</sup>は, 滑面開水路の外層における対数則からのずれが, 境界層で用いられている Coles の wake 関数で良好に表せることを示し, 次式を提唱した。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{U_* y}{\nu} \right) + A + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (3.32)$$

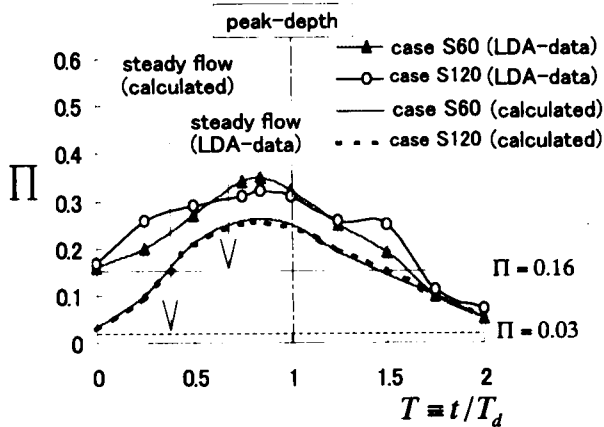
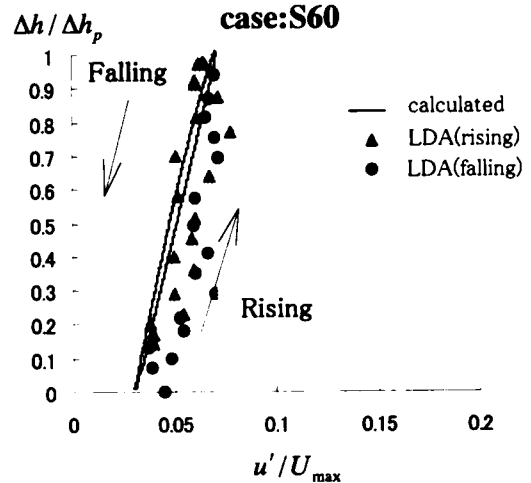
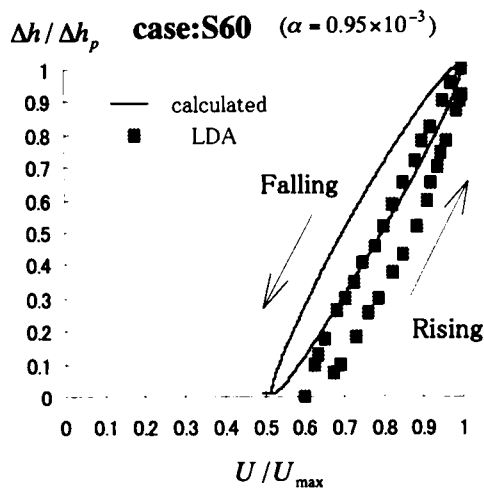


図-3.21 wake 強度パラメータの時間変化(S60)

ここで,  $w(\xi) = 2\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\right)\xi$ ,  $\xi = y/h$ ,  $\kappa = 0.41$ である。

$A$ は積分定数で本研究では5.29とした。 $\Pi$ はwake強度で, 対数則からのずれの大きさを表す定量的な指標である。図-3.21は式(3.32)から算出した $\Pi$ 値の時間変化を示したものである。計算値および実験値の両者ともに水深が増加するにつれて $\Pi$ 値は定常時の値から増加し, 水深がピークとなる以前にピークに達する。実験値と計算値の定量的なずれの原因に関しては境界条件の設定等が考えられるが詳細は不明であり, 今後の課題である。



大  
↑  
非定常性  
↓  
小

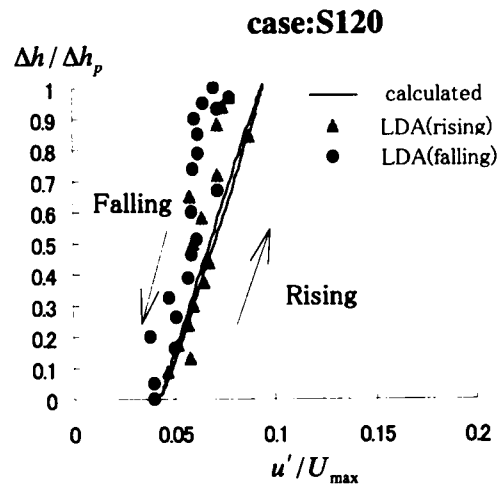
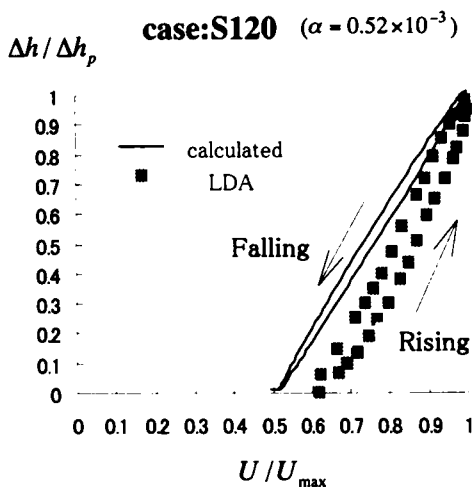


図-3.22 ループ特性

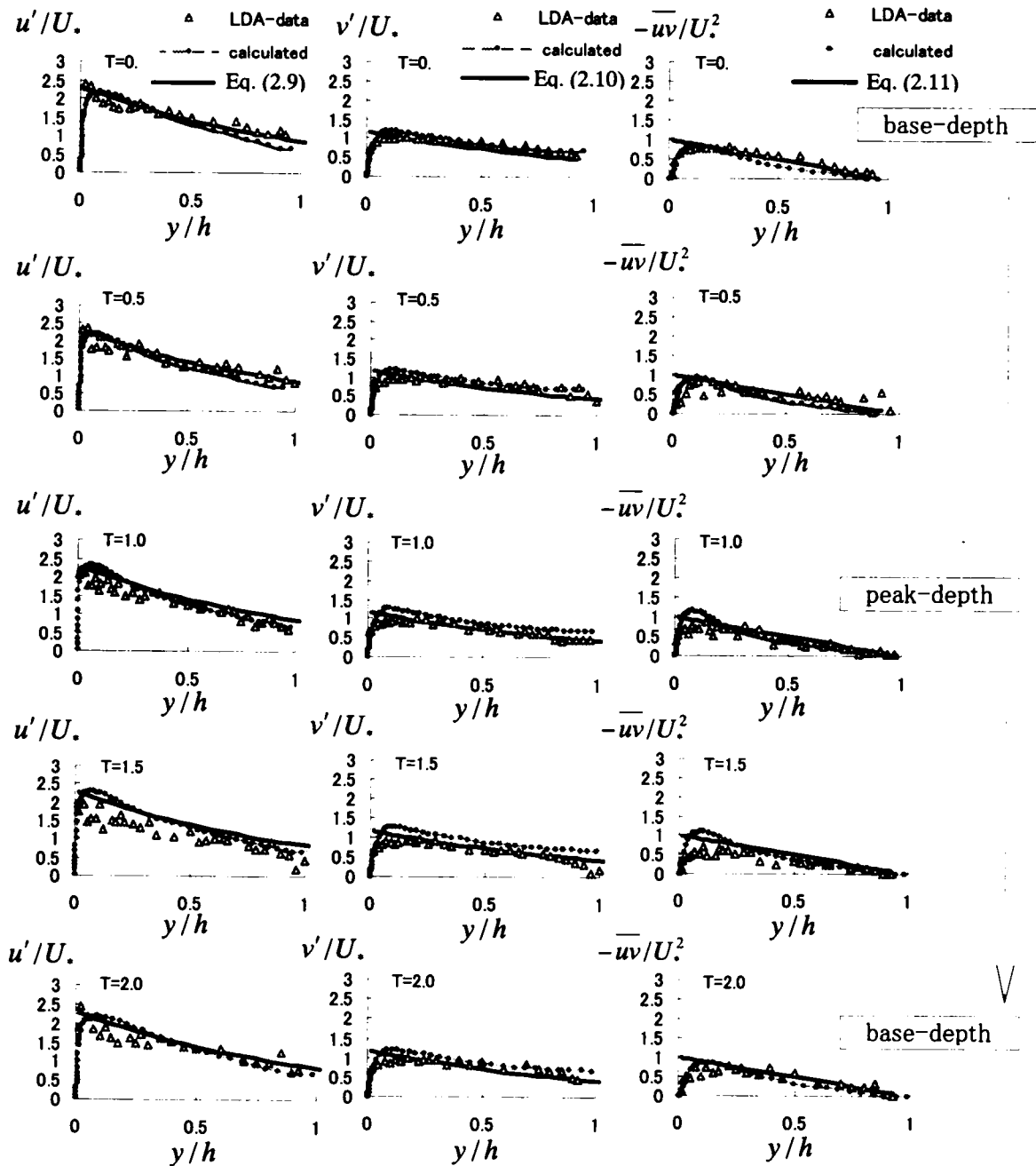


図-3.23 無次元乱れ強度とレイノルズ応力分布(S60)

#### (7) ループ特性

図-3.22 は底面からの距離が  $y = 2.4 \text{ cm}$ ,  $(y/h_b = 0.6)$  の測点の水深変化に対する平均速度  $U$  および主流方向乱れ強度  $u'$  の変化を示す。実験値 (LDA 値), 計算値ともに反時計回りのループを描く。また非定常性が大きいほどループの面積が大きくなる傾向も実験結果と一致している。これは非定常性が大きいほど速度, 乱れ強度およびレイノルズ応力と水深との時間変化における位相のずれが大きくなるためである。実験値との定量的な一致は必ずしもよくなく, さらに精緻なモデルの開発が必要である。

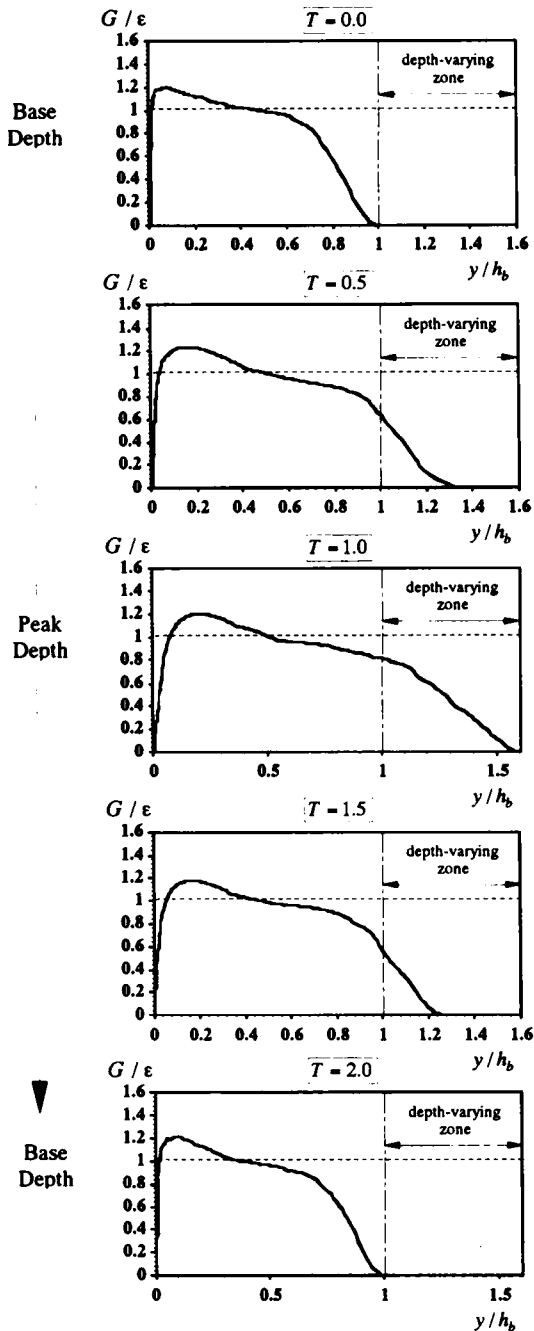


図-3.24 乱れエネルギーの収支特性(S60)

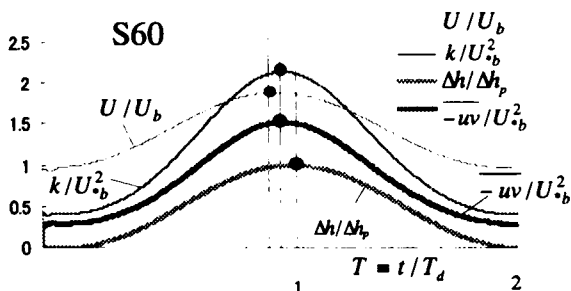


図-3.25 速度、水深および乱れのピーク出現順序 (S60)

### (8) 乱れ強度およびレイノルズ応力の鉛直分布特性

図-3.23 にケース S60 の乱れ強度およびレイノルズ応力の水深方向分布の時間変化特性を示す。図中の曲線は式(2.9)～(2.11)で表される等流状態での普遍関数と粘性項を省略したレイノルズ応力の三角形分布である。レイノルズ応力に関しては水深増加時に内層で理論式との間に若干のずれが認められるが、摩擦速度で無次元化した乱れ強度およびレイノルズ応力は増水期・減水期を通じてほぼ普遍特性を保つことがわかり、実験値と同様の傾向が得られた。

### (9) 乱れエネルギー収支の分布

図-3.24 はケース S60 における式(3.13)で計算された乱れエネルギーの発生率発生率  $G$  とそのエネルギー散逸率  $\varepsilon$  の比  $G/\varepsilon$  の水深方向分布の時系列変化を表す。全期間において従来の知見どおり、壁面領域で  $G > \varepsilon$ 、自由表面領域で  $G < \varepsilon$ 、中間領域で  $G = \varepsilon$  の関係が成立しており、非定常時においても壁面近傍で発生した乱れが鉛直上方に輸送され、外層では乱れエネルギーが熱に変換されることがわかる。また水深増加領域においても大きな構造変化はみられず、本節で対象とした非定常性 ( $\alpha = 0.95 \times 10^{-3}$ ) では定常時特性がほぼ成立することが数値予測された。

### (10) 主流速、水深および乱れ特性量のピークの出現順序

図-3.25 は  $y/h_b = 0.6$  の位置における速度  $U$  および乱れエネルギー  $k$ 、レイノルズ応力  $-\overline{uv}$ 、水深差  $\Delta h$  の時間変化を示したものである。これらの値は比較しやすいようにそれぞれ適切な量で無次元化してある。この結果から乱れエネルギーとレイノルズ応力は同時刻にピークをもち、また流量増加とともに速度、乱れ、水深の順にピークが表れることが予測された。

#### 3.3.4 おわりに

カルマン定数が普遍性を保つ弱い非定常性を有する開水路流れを対象に低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルとオイラー型自由表面計算コードである VOF 法を用いて鉛直2次元の乱流計算を行った。以下にその結果をまとめる。

- 1) 底面せん断力と水深は相似的な時間変化を示すが、そのピークは前者の方が早く出現することが数値計算により再現できた。
- 2) 平均速度分布は流量の増加にともない外層で wake を生じることが再現できた。また数値計算結果から、内層での速度分布は対数則、すなわち壁法則に従うことが明らかになった。
- 3) 各時刻での摩擦速度で無次元化した乱れ強度およびレイノルズ応力は、従来の実験的知見と同様に非定常効果を陽には受けずに普遍特性を保つことが確認できた。さらに本実験ケースでは測定が難しい粘性底層での乱れの減衰効果も他領域と同じように、ほぼ普遍性を保つことが予測された。
- 4) 速度、乱れ強度およびレイノルズ応力に対する水深変化はいずれもほぼ同じ形の反時計回りのループを描く。また非定常パラメータが大きいほどその面積は増加することが再現できた。
- 5) 非定常開水路流における乱れのピーク値は、速度のピーク時刻と水深のピーク時刻の間に現れることが本計算より明らかになった。さらに乱れエネルギー、乱れ強度、レイノルズ応力、散逸率はいずれも同時刻にそれらのピークが出現することが示唆された。
- 6) 非定常開水路流では、定常流と異なり、壁面領域において発生率が散逸率より小さくなり、乱れの拡散率に非定常効果が現れるものと予測される。

このように、本数値計算結果は乱流実験 (LDA 計測) によって解明されている非定常流の特性をほぼ再現でき、鉛直2次元の水深変化する複雑な乱流場を数値予測できることが示された。

### 3.4強い非定常性を有する鉛直2次元の開水路乱流の数値計算

#### 3.4.1はじめに

3.3節で RANS と VOF 法を組み合わせる LDA 計測で得られた内部構造の諸特性を再現計算し、さらに乱れエネルギーの収支関係やせん断応力の寄与の時間変化特性を考察した。ただし 3.3 節の計算では、非定常時においてもカルマン定数が普遍性を保つ弱い非定常性を有する開水路流れを対象にした。最近、瀬津・鬼束(2002)<sup>2)</sup>は、高精度レーザー流速計を駆使して、非定常性が強い開水路乱流ではカルマン定数が普遍値から若干ずれることを見出した。そこで本節では、比較的強い非定常性を有する鉛直2次元開水路乱流場を数値計算し、乱流実験で得られたカルマン定数の時間変化特性の再現を試みるとともに、この乱流構造を数値流体力学的に考察する。

#### 3.4.2 計算条件

##### (1)計算ケース

本研究で計算対象とした開水路は、瀬津・鬼束(2002)<sup>2)</sup>の乱流計測と同一のものとした。表-3.2 にその水理条件を示す。カルマン定数が時間変化すると考えられている非定常性が比較的強いケース( $\alpha > 0.002$ )<sup>2)</sup>を含めて非定常性を大幅に変えた合計4つのケースを対象にした。境界条件や基本的な計算方法は前節と同様である。

##### (2)非定常効果関数の開発

$k-\varepsilon$  モデルでは渦動粘性係数  $\nu_t$  を式(3.14)でモデル化するが、モデル定数  $C_\mu$  は定常せん断乱流の仮定で決められたから、これを本研究で対象とするような非定常開水路流れにそのまま適用することは正確ではない。実際、後述するように式(3.14)をそのままの形で非定常性の強い開水路に適用した場合、カルマン定数  $\kappa$  の時間変化特性の定量的な精度は良好でないことが判明したので、本研究では非定常効果項  $f_T$  を新たに導入し  $C_\mu$  を補正する。従来の実験結果<sup>2)</sup>から非定常性の強い開水路では、定常時に比べて増水期で  $\kappa$  が減少（対数則層において  $\partial U^+ / \partial y^+$  が増加）し、減水期で  $\kappa$  が増加（ $\partial U^+ / \partial y^+$  が減少）することが報告されている。式(3.10)を内部変数で無次元化表示すれば、

$$\frac{\overline{u_1 u_2}}{U^2} = -\frac{\nu_t}{\nu} \left( \frac{\partial U^+}{\partial y^+} \right) \quad (3.33)$$

となる。ここで  $U^+ = U/U_\tau$  である。従来研究成果から非定常時においても  $\overline{u_1 u_2}/U^2$  は普遍特性を保つことから<sup>1)</sup>、 $\kappa$  が上記の時間変化

特性をもつためには、 $\nu_t$  が増水期に減少し、減水期に増加する必要がある。この仮定のもとで、 $C_\mu$  を非定常時に増減させる効果をもつ関数  $f_T$  を計算コードに導入した。実験結果から  $\kappa$  の時間変動は非定常性が強いほど大きくなることが

表 3.2 計算ケース

case	$h_b$ (cm)	$h_p$ (cm)	$Um_b$ (cm/s)	$Um_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	$\alpha (\times 10^{-3})$
A30	6.0	7.9	5.2	14.3	30	6.31
A60	6.0	8.3	5.2	16.8	60	3.39
A120	6.0	8.4	5.2	17.5	120	1.75
A240	6.0	8.5	5.2	17.9	240	0.90

わかっているから  $f_T$  は非定常パラメータ  $\alpha$  の関数と仮定した。また上述した  $C_\mu$  の時間変化挙動を表す因子として水深の時間加速度  $\partial h / \partial t$  を組み込んだ。ここで水深はベース水深，時刻は増水時間によって無次元化する。以上のことから  $C_\mu$  を式(3.34)， $f_T$  を式(3.35)で定義する。

$$C_\mu = C_{\mu s} = 0.09 \cdot f_T \quad (3.34)$$

$$f_T = 1 - C_i \left( \frac{\partial \hat{h}}{\partial T} \right) \cdot \alpha \quad (3.35)$$

ここで  $\hat{h} = h / h_b$  である。またモデル定数は実験値<sup>2)</sup>との比較や数値安定性を考慮して

$$C_i = \begin{cases} 17 & \text{for } \partial \hat{h} / \partial T > 0 \\ 10 & \text{for } \partial \hat{h} / \partial T < 0 \end{cases} \quad (3.36)$$

と定義する。実験結果<sup>2)</sup>から非定常性の強い流れ場では乱れエネルギー  $k$  が増水期で卓越することがわかっている。このことから増水期では散逸率  $\varepsilon$  の増加が抑制されるものと思われる。そこで式(3.12)中のモデル定数を次のように補正する。

$$C_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 1 s} f_T = 1.48 f_T, \quad C_{\varepsilon 2} = C_{\varepsilon 2 s} = 1.8$$

### 3.4.3 計算結果と考察

#### (1) 非定常開水路乱流の空間構造

まず，水理実験では計測が困難な流下方向の空間構造の時間変化について考察する。図-3.26 はケース A30 における  $y/h_b = 0.5$  の主流速  $U$  の空間構造を無次元時間（流入口  $x=0$  の水位上昇時間  $T_d$  で無次元化した時間で  $T_{in} = t/T_d$  と表示した）を用いて時系列に示したものである。主流速  $U$  はベース時流速  $U_b$  で無次元化してある。流量増加とともに増水期には負の勾配（ $\partial U / \partial x < 0$ ）が生じる。水深ピーク時には勾配がゼロに近づき，さらに減水期には正の勾配（ $\partial U / \partial x > 0$ ）に逆転して定常時に戻ることが再現できている。これより上流の流速変化が下流に伝搬している様子がわかる。

図-3.27 は A30 における水深変化  $\Delta h = h - h_b$  をそのピーク値  $\Delta h_p = h_p - h_b$  で無次元化して  $\Delta h / \Delta h_p$  の空間分布を時系列に示したものである。流量増加とともに水深が上昇し，流量減水時には水深が降下するが，その勾配  $dh/dx$  は流速に比べて小さく，これらの結果から本計算は，非定常開水路流れ（洪水流）の主流速や水深の時間的および空間的なマクロ特性を良好に再現できることがわかる。

#### (2) 摩擦速度の算出

摩擦速度  $U_\tau$  は乱流やその物質輸送を評価する上で最も重要な速度スケールである。数値計算における  $U_\tau$  の最も簡便な算出方法は壁関数を用いるもので，すなわち内層での次の対数則を適用する方法である。

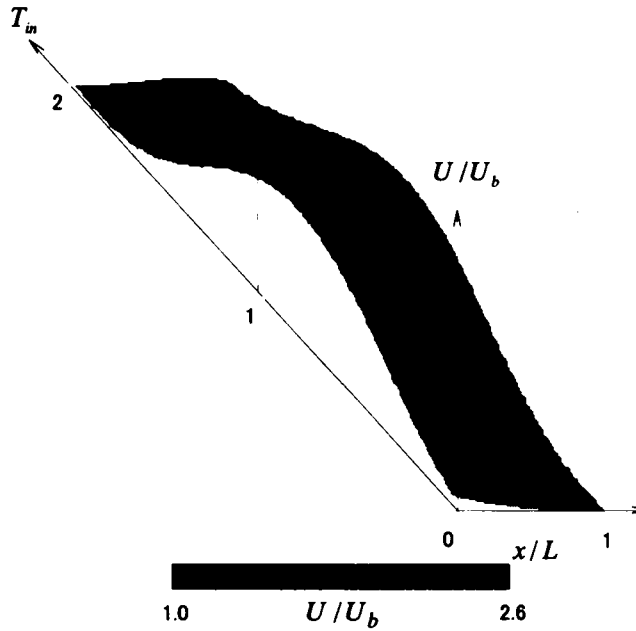


図-3.26 主流速の時空間構造(A30)

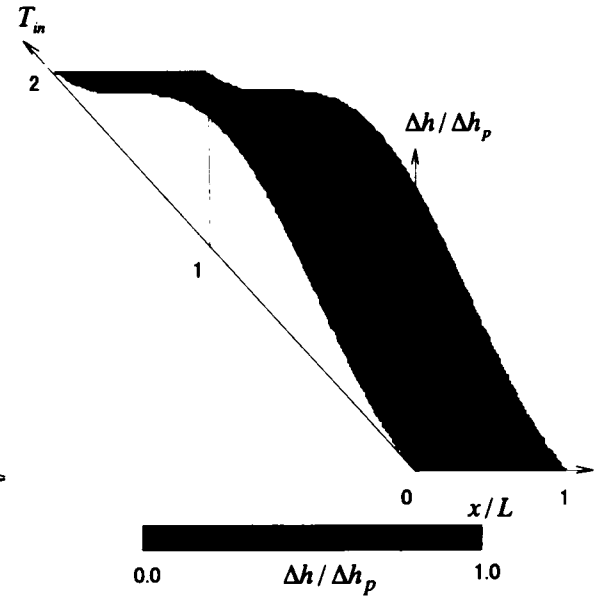


図-3.27 水深の時空間構造(A30)

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + A \quad (3.37)$$

定常な開水路流や3.2節で対象としたカルマン定数が普遍性を保つ非定常開水路流れでは、この方法は有効である。しかしながら非定常性の大きなケース ( $\alpha > 0.002$ ) においてはカルマン定数  $\kappa$  の普遍性が必ずしも成立しないことが最近の LDA 計測によって明らかにされた<sup>2)</sup>。そこで本計算では、粘性底層における流速の式(3.38)の壁面漸近式から摩擦速度を算出した。

$$U^+ = y^+ \quad (3.38)$$

図-3.28は非定常性が最も大きいA30の粘性底層における主流速  $U^+$  の分布を増水期と減水期に分けて示したものである。 $T = t/T_d$ は無次元時刻である。 $T = -\infty$ が定常、 $T = 1.0$ がピーク水位時、 $T = 2.0$ がベース流復帰時を意味する。LDA の実験値<sup>2)</sup>

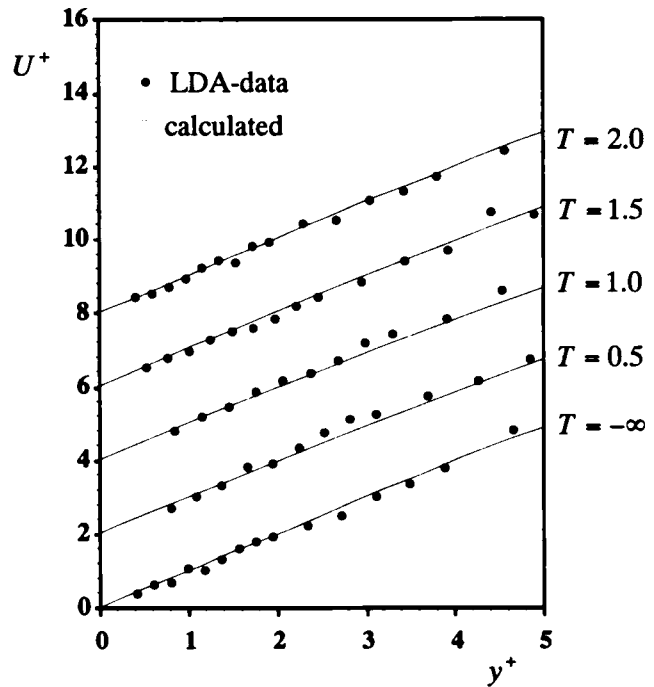


図-3.28 粘性底層の主流速分布(A30)



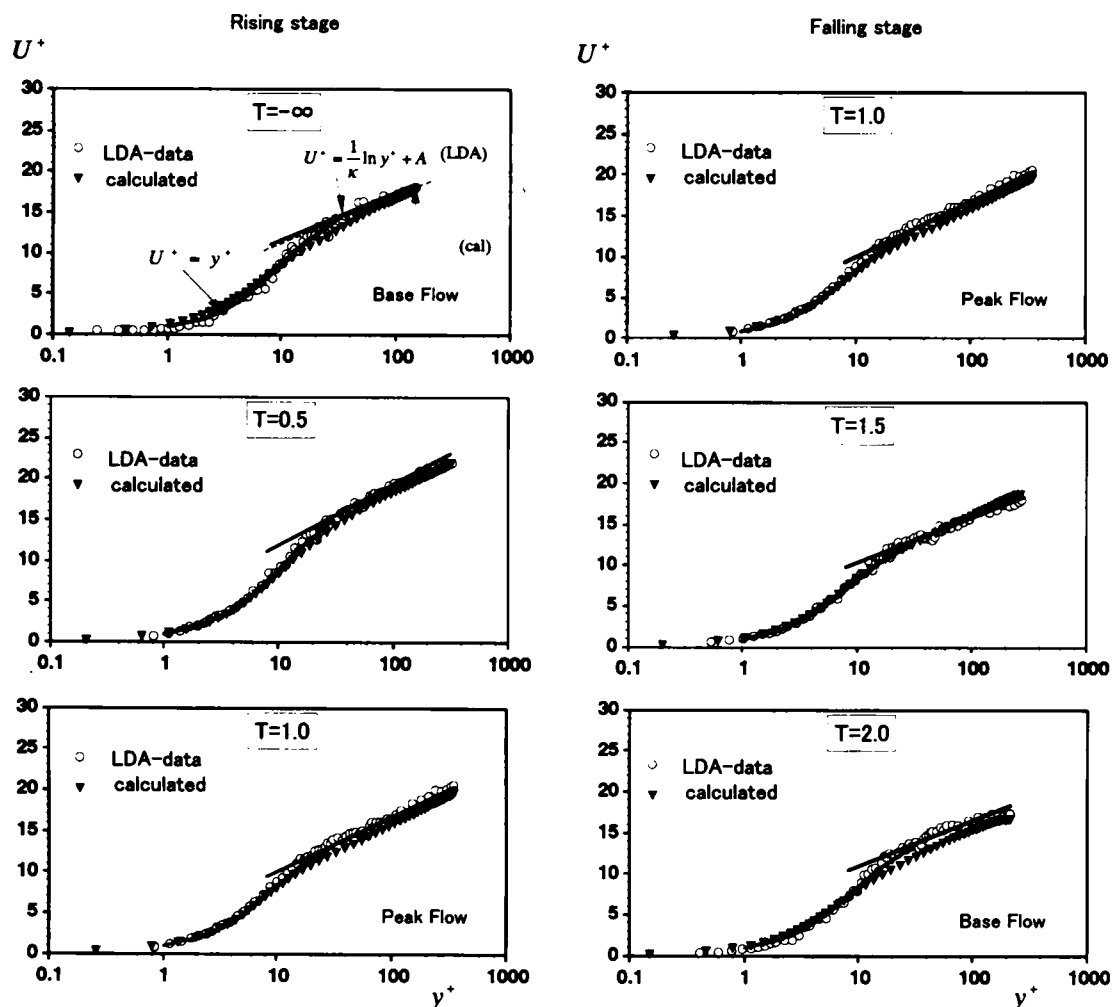


図-3.29 主流速分布(A30)

も併示した。  $T = -\infty$  および  $T = 2$  における実験値は、計算値と異なりデータのばらつきが認められるが、橋津・鬼束(2002)<sup>2)</sup>も指摘しているように、ベース( $T = -\infty$ )および復帰時( $T = 2$ )の流速は比較的小さく、特に壁付近ではレーザー流速計の測定周波数帯が低くなることが原因と考えられる。ただし  $y^+ > 3$  ではほぼ線形分布に従っている。計算値および実験値の双方において、 $U^+$  と  $y^+$  は定常時および非定常時において式(3.38)の線形関係が成立する。この結果は他のケースにおいても良好に成立した。非定常性に関係なく式(3.38)は成立するから、この式より摩擦速度が合理的に算出された。

### (3)主流速分布

図-3.29 は A30 の粘性底層から外層までの全層における主流速分布を時系列  $T$  に関して示したものである。実線は実験値から算出した対数則である。定常時では計算値はバッファ層 ( $5 < y^+ < 30$ ) で実験値との若干のずれをもつが  $50 < y^+$  では実験値の対数則にほぼ従いカルマン定数  $\kappa$  は普遍値 0.41 であった。非定常時においても定常時と同様に、対数層では直線分布となりほとんど対数則分布に従っている。他のケースについても同様の結果が得られており、無次元流速分布の構造は非定常乱流でも非定常性にあまり依存せずに対数則分布に従うことが計算でも確認できる。

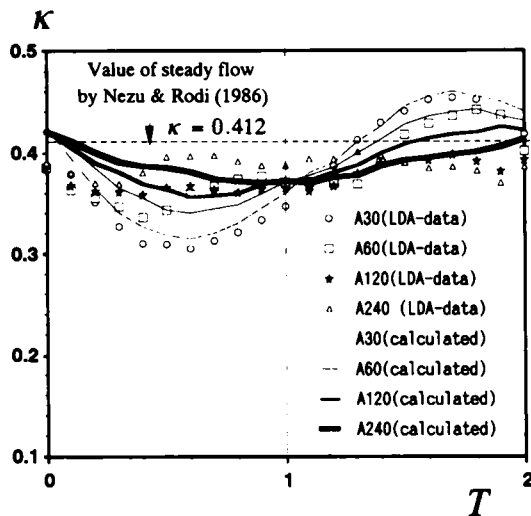


図-3.30 カルマン定数の時間変化

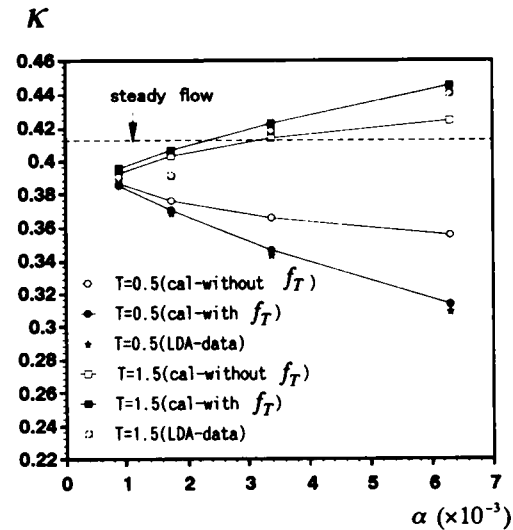


図-3.31 カルマン定数の変化と非定常性の関係

#### (4) カルマン定数の時間変化特性

図-3.30 に図-3.29 で示した無次元流速分布から算出したカルマン定数  $\kappa$  の時間変化を  $T$  に対して示す。非定常性の小さな A240 では非定常時においても  $\kappa$  の時間変化は小さい。しかしながら、非定常性が大きくなるほど計算値と実験値の間では若干ずれが認められるものの、両者とも  $\kappa$  は増水期には減少し減水期には増加しており、非定常時におけるカルマン定数は定常時から大きく変化する。この結果から非定常性の強い流れ場ではカルマン定数の普遍特性は成立しないことが数値計算上でも確認され、数値流体力学上において重要な成果と考えられる。

図-3.31 は増水期と減水期におけるカルマン定数  $\kappa$  の変化と非定常パラメータ  $\alpha$  の関係を示したものである。図には式(3.35)の非定常効果関数  $f_T$  を考慮しない計算結果( $f_T = 0$ )も併示した。計算値は、実験値と同様に非定常性が大きいほど増水期には定常時の普遍値( $\kappa = 0.41$ )から小さくなり、逆に減水期には大きくなる特性が顕著となる。また非定常効果関数を導入した場合の方が実験値との一致はよく、この結果から非定常効果関数の有用性が示されたと考えられる。

#### (5) 乱れエネルギー分布

図-3.32 はケース A30 および A240 における乱れエネルギー  $k$  を摩擦速度  $U_*$  で無次元化した内層での分布を増水期と減水期について時系列に示したものである。非定常性の大きな A30 においては実験値のばらつきが大きい。特に増水時の  $T = 0.5$  ではベース時の値を大きく上まわっている。計算値も実験結果と同様に  $T = 0.5$  で無次元分布量が増大する。図-3.30 におけるカルマン定数の時間変化特性から、増水時において主流速シア ( $\partial U^+ / \partial y^+$ ) が増加して乱れエネルギーが他のタイムステージに比べて過大に発生するものと予想される。一方、A240 では実験および計算ともに、物理量の変化が大きな内層においても無次元乱れエネルギーの分布には大きな時間的変化はなく、非定常時における乱れの普遍特性が見受けられる。また壁面近傍での乱れのピーク値やピーク位置についても計算値は実験と定量的に良好に一致しており、本研究で開発した低レイノルズ数型  $k-\epsilon$  モデルの有用性が確認される。

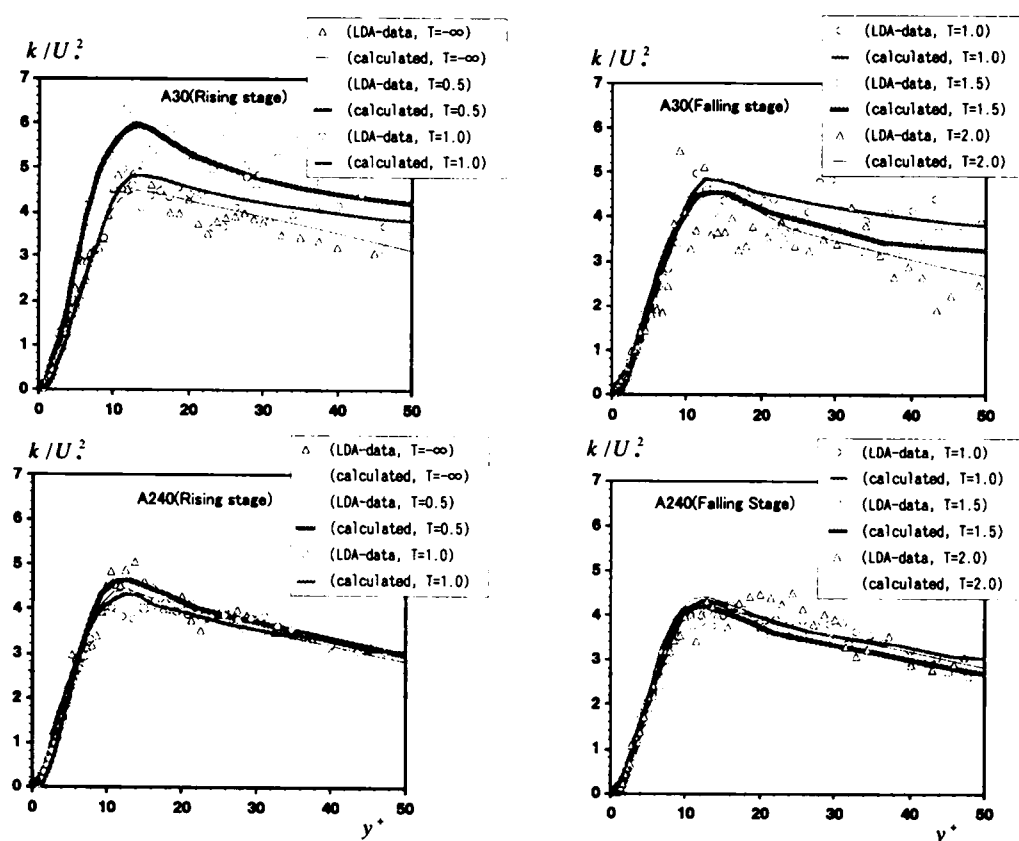


図-3.32 壁面近傍の乱れエネルギーの分布特性係

#### (6) 壁面近傍の乱れ強度の時間変化

図-3.33 にケース A30 および A240 の壁面近傍での主流方向の乱れ強度  $u'/U$  の分布を示す。図-3.33 から、乱れエネルギーと同様に両者とも非定常時においても定常時と同じ分布構造をもつことがわかる。計算値および実験値ともに次の線形分布に従っている。

$$u'/U = C y^+ \quad (3.39)$$

計算と実験の両者ともに非定常パラメータ  $\alpha$  の大きさに関わらず、粘性底層では主流方向の無次元乱れ強度  $u'/U$  は  $C = 0.4$  の 1 次関数にほぼ一致していることがわかる

#### (7) 乱れエネルギー散逸率の時間変化

図-3.34 にケース A30 におけるの無次元化された乱れエネルギーの散逸率  $\varepsilon v/U^4$  の分布を時系列に示す。図には定常時における Kim(1990)<sup>30)</sup> の DNS 結果も表示した。定常時における計算結果は、若干のずれがあるものの DNS 結果とほぼ一致しており、本計算モデルの有用性が示された。増水期 ( $T = 0.5$ ) と減水期 ( $T = 1.5$ ) を比べると、増水期の方が減水期よりも無次元散逸率  $\varepsilon v/U^4$  は小さい。これは図-3.32 における乱れエネルギーの非定常特性と対応している。今後、実験的検討を加えてより詳細に議論したい。

#### 3.4.4 おわりに

非定常効果関数を新たに取り入れた低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルを開発し、カルマン定数  $\kappa$

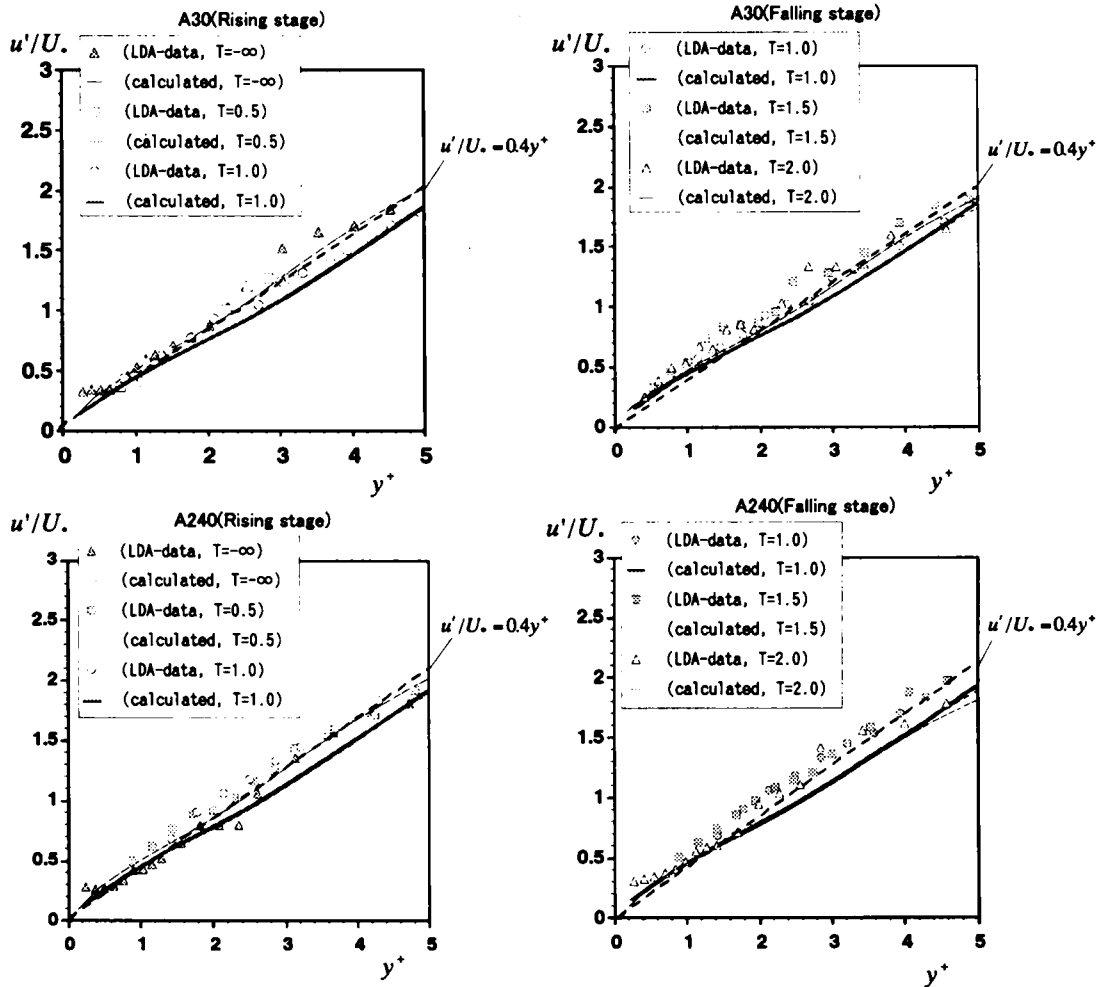


図-3.33 壁面近傍の乱れ強度の分布特性係

が時間変化する強い非定常性を有する鉛直2次元非定常開水路乱流の数値計算を行った。以下に得られた結果をまとめる。

- 1)主流速と水深の空間方向のマクロな特性を再現できた。特に主流速の流下方向勾配は増水期で負値、減水期で正値となる。
- 2)粘性底層における主流速の線形分布から合理的に摩擦速度を算出した。この摩擦速度を用いた無次元主流速分布は非定常時においても対数則に従う。
- 3)非定常性が強い流れ場ほどカルマン定数が増水期で減少し減水期で増加する特性を数値計算で再現できた。特に非定常効果関数を導入することにより定量的な計算精度が向上することがわかった。
- 4)無次元乱れエネルギーや乱れ強度の壁面近傍領域での分布は実験結果とほぼ一致した。ただし、非定常性の強いケースにおける増水期の乱れエネルギーのピーク値には実験値との間に

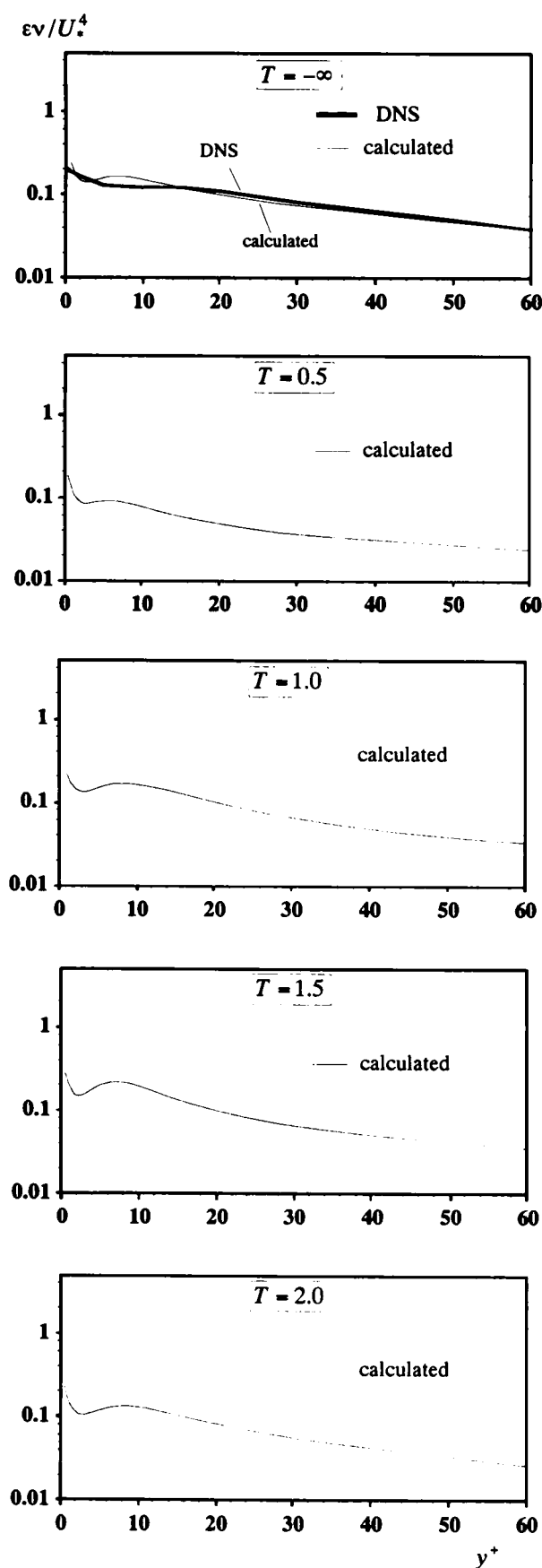


図-3.34 乱れエネルギー散逸率分布(A30)

ずれが認められ、今後の検討課題である。

5)無次元乱れエネルギーと乱れ強度の壁面挙動は非定常時においても定常時と同様の分布を示し、壁面領域においても普遍特性が成立することが本数値計算でも再現できた。

### 3.5 結語

本章では水深変化を有する鉛直2次元の非定常開水路流れを対象に RANS と VOF 法を組み合わせる数値計算モデルを構築した。乱流モデルには低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルを適用し、粘性底層まで厳密に計算し、既存の LDA 実験データベースと比較・検討することで本計算モデルの有用性を示すとともに、水理実験では考察が難しいいくつかの知見を数値予測した。前半部ではカルマン定数が非定常時においても時間変化しない非定常開水路乱流を対象として、粘性底層から自由水面までの全領域において鉛直2D計算を行い、無次元乱れ特性量および無次元主流速分布の普遍特性、外層にみられる wake, ループ特性、底面せん断応力の時間変化特性等、非定常開水路乱流特有の流れ特性を再現した。後半部ではカルマン定数が時間変化する非定常性が比較的強い非定常開水路乱流を対象とした。摩擦速度は対数則を用いずに粘性底層における無次元主流速の線形分布式から厳密に評価した。さらに非定常効果関数を開発しカルマン定数が増水期に減衰し減水期に増加する特性の数値計算による再現精度の向上に成功した。粘性底層における乱れ特性量の分布特性も実験結果およびテイラー展開による理論分布との良好に一致し、水深変化する非定常開水路乱流を対象にした数値計算手法の有用性が示された。

参考文献

- 1) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open channel flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.123, pp.752-763, 1997.
- 2) 橋津家久・鬼束幸樹：強い非定常性を受ける開水路乱流の平均流特性，土木学会論文集，No.705/II-59，pp.45-54，2002.
- 3) 荒川忠一：数値流体工学，東京大学出版会，1994.
- 4) Hirt, C.W. and Nichols, B.D.: Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries, *J. Comp.Phys.*, Vol.39, pp.201-225, 1981.
- 5) 米山望・守屋祥一：VOF法を用いた自由液面の数値解析手法，水工学論文集，第39巻，pp.373-378，1995.
- 6) 米山望：自由水面をもつ多次元流れの数値水理学的研究，京都大学博士論文，2001.
- 7) 前野詩朗・尾上博則・宮内洋介，VOF法による階段式魚道の流れの数値解析，水工学論文集，第45巻，pp.421-426，2001.
- 8) 前野詩朗・小川信，プールタイプ魚道の流れの数値解析，水工学論文集，第46巻，pp.421-426，2002.
- 9) Li, L., Chen, Y. and Li, Y.: Volume of Fluid Method (VOF) for curved free surface water flow in shallow open channel, *Proc. of 29th IAHR Congress*, Beijing, Theme D, pp.244-250, 2001.
- 10) Sarker, M.A. and Rhodes D.G.: Physical modeling and CFD applied to hydraulic jump, *Proc. of 29th IAHR Congress*, Beijing, Theme D, pp.525-530, 2001.
- 11) 富士総合研究所：汎用流体システム:FUJI-RIC/ $\alpha$ -FLOW，丸善，1993.
- 12) 明賢國・笠木伸英：乱れの壁面漸近条件を考慮した非等方  $k-\epsilon$  乱流モデルの提案，機械学会論文集（B編），56巻531号，pp.3298-3304，1990.
- 13) Jones, W.P. and Launder, B.E.: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, *Int. J. Heat MassTransfer*, Vol.15, pp.301-314, 1972.
- 14) Patel, V.C., Rodi, W. and Scheuerer, G.: Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows, *AIAA Journal*, Vol.23, No.9, pp.1308-1319, 1985.
- 15) Lam, C.K.G and Bremhorst, K.: A modified form of the  $k-\epsilon$  model for predicting wall turbulence, *J. of Fluids Eng.*, Vol.103, pp.456-460, 1981.
- 16) To, W.M. and Humphrey, J.A.C.: Numerical simulation of buoyant turbulent flow, *Int. J. Heat MassTransfer*, Vol.29, pp.573-592, 1986.
- 17) Myong, H.K. and Kasagi, N.: A new approach to the improvement of  $k-\epsilon$  turbulence model for wall-bounded shear flow, *Int. J. Fluids Eng.*, JSME, Vol.109, pp.156-160, 1990.
- 18) Yang, Z. and Shin, T.H.: New time scale based  $k-\epsilon$  model for near-wall turbulence, *AIAA Journal*, Vol.31, No.7, pp.1191-1198, 1993.
- 19) 須賀一彦：低レイノルズ数乱流モデルの壁乱流における計算格子依存性，機械学会論文集（B編），64巻626号，pp.3315-3322，1998.
- 20) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in open-channel flows, *IAHR-Monograph*, Balkema, Netherlands, 1993.
- 21) Chien, K.Y.: Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds number turbulence

- model, *AIAA Journal*, vol.20, pp.33-38, 1982.
- 22) Abe, K., Nagano, Y. and Kondo, T.: Numerical prediction of separating and reattaching flows with a modified low-Reynolds-number  $k-\epsilon$  model, *J. of Wind Eng.*, Vol.52, pp.213-218, 1992.
- 23) Park, T.S. and Sung, H.J.: A new low-Reynolds-number  $k-\epsilon-f_\mu$  model for predictions involving multiple surfaces, *Fluid Dynamics Research*, Vol.20, pp.97-113, 1997.
- 24) Hwang, C.B. and Lin, C.A.: A low Reynolds number two-equation  $k_\theta - \tilde{\epsilon}_\theta$  model to predict thermal fields, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.42, pp.3217-3230, 1999.
- 25) Hassid, S. and Poreh, M.: A turbulent energy dissipation model for flows with drag reduction, *J. of Fluid Mech.*, Vol.100, pp.107-112, 1978.
- 26) Hishida, M. and Nagano, Y.: Simultaneous measurements of velocity and temperature in nonisothermal flows, *J. of Heat Transfer*, ASME, Vol.100, No.2, pp.340-345, 1987.
- 27) 橋津家久・門田章宏・中川博次：非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究，土木学会論文集，No.491/II-27，pp.81-88，1994.
- 28) 門田章弘：開水路流れの乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響と組織渦構造に関する研究，京都大学博士論文，1997.
- 29) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel measurements with a laser Doppler anemometer, *J. of Hydraulic Eng.*, Vol.112, pp.335-355, 1986.
- 30) Kim, J.: Collaborative of testing turbulence models, (ed. P. Bradshaw et al.), Data disk No.4, 1990.

## 第 4 章

### 浮遊砂を含む非定常な開水路乱流の数値予測



---

本章の一部は、以下で審査付論文として掲載されたものである。本章はこれらを中心にさらに検討を加えたものである。

- 1) 橋津家久・山上路生：応力モデルと VOF 法を用いた非定常な開水路の乱流構造に関する数値解析，応用力学論文集，Vol.4，pp.601-610，2001.
- 2) Nezu, I. and Sanjou, M.: Numerical Study on Space-Time Structure in Unsteady Turbulent Open-Channel Flows with Suspended Sediment, *Proc. of 10th International Symposium on Flow Visualization*, Kyoto, 7 pages on CD-ROM, 2002.

## 4.1 概説

一般に実河川の洪水流では底面せん断応力の増加によって輸送土砂濃度がベース時に比べて大きくなる。また洪水終了後における、高水敷への土砂堆積や、河床洗掘がしばしば問題となる。従来から浮遊砂や掃流砂流れに関する研究は水理実験手法を用いて盛んに行われてきた。ホットフィルム流速計などの高精度計測機器の開発によって乱流計測が可能となり<sup>1)~3)</sup>、スペクトル解析から固液混相流れの内部構造が明らかにされてきた<sup>4),5)</sup>。最近ではADV<sup>6)</sup>やPTV計測<sup>7)~9)</sup>によって流体と粒子の同時計測が可能となっている。非定常時の土砂輸送問題は河川環境的にも重要で、従来から現地観測<sup>10)</sup>や実内実験を中心とした研究が数多く行われている。伊勢屋・池田(1986)<sup>11)</sup>は大型水路を用いた非定常な移動床実験を行い、砂堆の発達と土砂濃度の関係性を論じている。澤井(1992)<sup>12)</sup>は非定常蛇行流における河床変動特性を実験的に研究している。しかしながら循環水路を用いた水理実験手法においては浮遊砂濃度の自動制御が困難なことから非定常浮遊砂流れを乱れスケールで詳細に解明・検討することは非常に難しい。このような状況から非定常な開水路浮遊砂流れの予測計算モデルの必要性は大きいものと考えられる。

浮遊砂を含む鉛直2次元計算では福島(1986)<sup>13)</sup>とFujisaki(2002)<sup>14)</sup>が $k-\epsilon$ モデルを用いて、それぞれ浮遊砂を含む直線開水路や直方タンク内の流体計算を行っている。しかしながら洪水乱流のような水深と流量が大きく時間変化する非定常な開水路浮遊砂流れを鉛直2次元もしくは3次元的に数値計算した研究はほとんどない。そこで本章では、第3章の数値計算手法を基にして、鉛直2次元の非定常な開水路浮遊砂乱流を対象にした数値シミュレーションを試みる。一般に洪水乱流では浮遊砂濃度は流下方向に大きく拡散されながら輸送されるから、この水理特性を解明するには第3章のような単一の固定検査面だけでなく、流下方向全体を連続的に扱う必要がある。したがって計算領域は流下方向に十分長く設定しなければならない。第一段階として4.2節では、十分長い計算距離の下で、非定常な清水流れを対象に水理量分布や内部構造の時間的空間的な変化特性を中心に考察する。さらに第二段階として4.3節では、第一段階で構築した数値モデルに浮遊砂計算ルーチンを組み込んで、浮遊砂を含む非定常な開水路乱流の流れ特性を数値予測する。

## 4.2 非定常開水路乱流の空間構造に関する数値計算

### 4.2.1 はじめに

洪水流のような非定常流れでは定常流れと異なり、水理特性量が時間的・空間的に変化する。本節ではまず流速や水深の流下方向分布の時間変化特性や水深波形の変形特性、流速・水深ループの発達特性といったマクロスケールの数値予測を行い、流下方向の非定常予測における本数値モデルの有用性を検討する。さらに内部構造特性の数値的解明として、水理実験では考察が難しい運動方程式の移流項や圧力勾配項の時間変化について詳細に検討する。第3章の数値計算では非等方モデルによってレイノルズ応力成分を計算しているが、非等方モデルによるレイノルズ応力成分は乱れエネルギーの挙動に大きく依存する可能性が高いので、乱れ強度の各成分の時間変化を正確に評価できるとはいえない。ここでは、乱れ強度の各成分およびレイノルズ応力の時間変化特性をできるだけ独立に計算するために乱流モデルにレイノルズ応力方程式モデルを適用する。

表-4.1 計算ケース

case	$h_b$ (cm)	$h_p$ (cm)	$Um_b$ (cm/s)	$Um_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	$\alpha$ ( $\times 10^{-3}$ )
C10	4.0	6.0	30.0	60.0	10	4.44
C30	4.0	6.0	30.0	60.0	30	1.48
C60	4.0	6.0	30.0	60.0	60	0.74
C120	4.0	6.0	30.0	60.0	120	0.37

#### 4.2.2 計算ケースと基礎式

本節では、非定常性の異なる計4ケースの流れ場を対象にして鉛直2次元場の数値計算を行った(表-4.1)。そのうち2ケースは、実験値と比較できるように Nezu ら(1997)<sup>15)</sup>の LDA の計測ケースと同様の流れ場を対象にした。

##### (1) 基礎方程式

本章では、基礎式として連続式と運動方程式を用いるが、運動方程式中のレイノルズ応力は次のレイノルズ応力の輸送方程式から求める。

$$\frac{D}{Dt} \overline{u_i u_j} = \left( -\overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right) + \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{u_i u_j u_k} - \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i u_j} + \frac{p}{\rho} (\overline{u_j \delta_{ik}} + \overline{u_i \delta_{jk}}) \right\} - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \quad (4.1)$$

式(4.1)の応力方程式中の圧力-歪相関項および拡散項は高次相関項を含むのでモデル化を要する。逸散項  $\varepsilon_{ij}$  は次式で定義する。

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (4.2)$$

拡散項は次式で表される Hanjalic-Launder ら(1972)<sup>16)</sup>のモデルを適用する。

$$\overline{u_i u_j u_k} = -C_s \frac{k}{\varepsilon} \left( \overline{u_i u_l} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{u_j u_k} + \overline{u_j u_l} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{u_i u_k} + \overline{u_k u_l} \frac{\partial}{\partial x_l} \overline{u_i u_j} \right) \quad (4.3)$$

圧力-歪相関項  $\Phi_{ij}$  は LRR モデル<sup>17)</sup>を用いて、式(4.4)のように乱れ成分間干渉を表す Slow 項  $\phi_{ij,1}$ 、乱れ成分と平均成分の相関を表す Rapid 項  $\phi_{ij,2}$ 、領域境界からの影響をあらわす壁面効果項  $\phi_{ij,w}$  からなる<sup>18)</sup>。

$$\Phi_{ij} = \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (4.4)$$

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (4.5)$$

$$\phi_{ij,2} = -\frac{C_2 + 8}{11} \left( G_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G \right) - \frac{30C_2 - 2}{55} k \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{8C_2 - 2}{11} \left( D_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} G \right) \quad (4.6)$$

$$\phi_{ijw} = \left\{ 0.125 \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) + 0.015 (G_{ij} - D_{ij}) \right\} \frac{k^{3/2}}{d} \quad (4.7)$$

とする。ここで、 $k$ は乱れエネルギー、 $l$ は壁面からの垂直距離である。乱れの発生率 $G$ は次式で定義される。

$$G = \frac{1}{2} G_{ii} \quad (4.8)$$

$$D_{ij} = - \left( \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \quad (4.9)$$

$$G_{ij} = - \left( \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (4.10)$$

次に $\varepsilon$ 方程式は次式で与えられる。

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_m} \left( C_{\varepsilon} \overline{u_l u_m} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right) \quad (4.11)$$

以上の各式のモデル定数として、次の推奨値<sup>17)</sup>を用いて非定常シミュレーションを行った。

$$C_s = 0.11, C_1 = 1.5, C_2 = 0.4, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

## (2)境界条件

既に述べたように一般に非定常開水路流れでは流速が水深よりも早くピーク値をもつことが知られている。第3章の数値シミュレーションでは流入流速と流入水深の位相差に実験値を与えたが、本章ではこの位相差の発生も数値計算で再現するために流入水深を一定にし、流速だけ時間変化させた。なお流速の時間変化には、本節では波形変形が明確にわかる三角波を適用した。乱流統計量の流入値は橋津(1977)<sup>19)</sup>の普遍関数を与えた。流出条件に関しては、勾配ゼロ条件を課した。河床条件には壁関数を用い、自由表面の条件に関しては、流速と圧力はVOF法により計算し、乱流統計量は勾配ゼロ条件を課した。

## 4.2.3計算結果と考察

### (1)水理量の時間的空間的な変化特性

図-4.1はケースC60における無次元水深 $h/h_b$ の空間分布を無次元時間( $x/h_b = 50$ の水位上昇時間で無次元化した時間、 $T_{50} = t/T_d$ )を用いて時系列に示したものである。上下流端の影響の小さい $x/h_b = 50$ から300の領域を対象としている。流量増加とともに水深が上昇し、増水期( $T_{50} = 0.5$ )に水面勾配 $dh/dx$ が負となり、水深ピーク時( $T_{50} = 1.0$ )では勾配はほぼ0

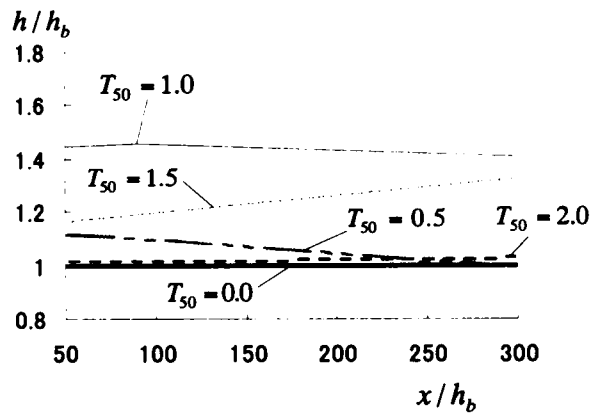


図-4.1 水深の流下方向分布(C60)

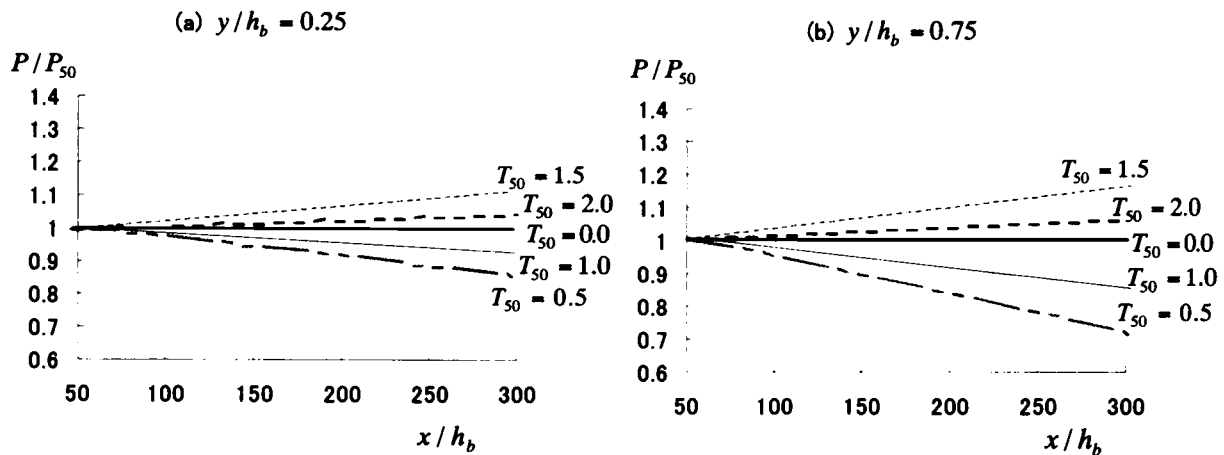


図-4.2 圧力の流下方向分布(C60)

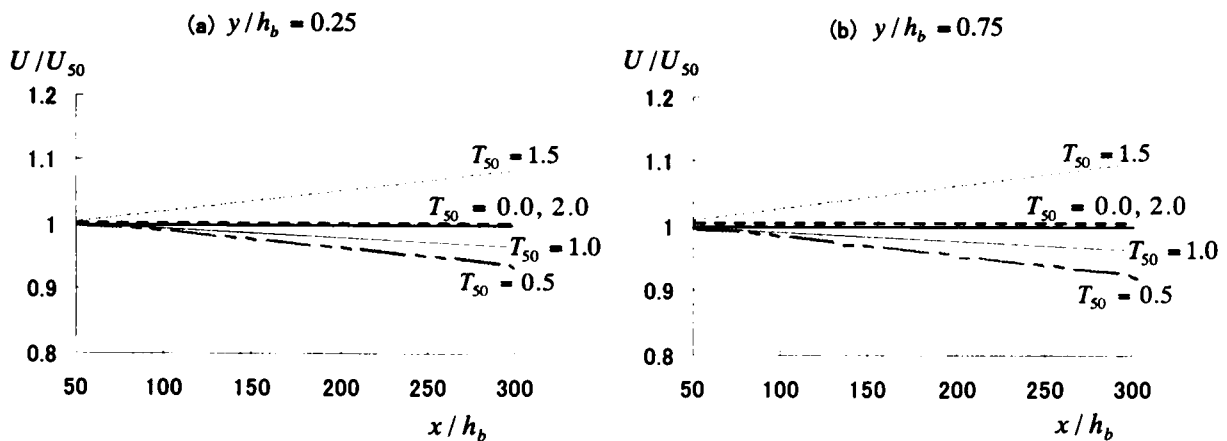


図-4.3 主流速の流下方向分布(C60)

になる。さらに減水期 ( $T_{50} = 1.5$ ) には正となり、上流側の水位変動が下流に伝わる様子が再現できている。図-4.2 はケース C60 における  $x/h_b = 50$  地点の圧力で無次元化した圧力  $P/P_{50}$  の空間分布を  $y/h_b = 0.25$  および  $y/h_b = 0.75$  について時系列に示したものである。圧力は定常状態では流下方向にはほとんど変化がなく静水圧分布に従うが、流量変化・水深変化とともに流下方向に勾配が生じる。増水期 ( $T_{50} = 0.5$ ) には順圧力勾配 ( $\partial P / \partial x < 0$ )、減水期 ( $T_{50} = 1.5$ ) には逆圧力勾配 ( $\partial P / \partial x > 0$ ) となることがわかる。また増水期では  $y/h_b = 0.75$  の方が  $y/h_b = 0.25$  の結果に比べて勾配変化が顕著であり、圧力変化が受ける非定常効果は壁面近傍よりも自由水面付近で大きいことが示唆される。図-4.3 はケース C60 における  $x/h_b = 50$  地点の主流速で無次元化した主流速  $U/U_{50}$  の空間分布を  $y/h_b = 0.25$  および  $0.75$  について時系列に示したものである。圧力と同様に、主流速は定常状態では流下方向にはほとんど変化がないが、増水期 ( $T_{50} = 0.5$ ) には負の勾配 ( $\partial U / \partial x < 0$ ) が生じる。水深ピーク時には勾配が 0 に近づき、さらに減水期 ( $T_{50} = 1.5$ ) には正の勾配 ( $\partial U / \partial x > 0$ ) に逆転して定常時 ( $T_{50} = 2.0$ ) に戻ることが再現できている。これらの結果から圧力勾配、主流速勾配の空間構造変化は水深勾配変化に対応していることがわかる。

## (2) ループ特性

図-4.4 はケース C60 の  $x/h_b = 50$  ,  $y/h_b = 0.5$ における主流速と水深の関係を下流方向に並べたものである。本数値モデルによってループ特性を再現することができた。特にループは流下するほど発達するが、その形と面積はほぼ一定のものに収束することが数値予測された。

## (3) 波形の変形特性

一般に洪水波のピーク水深値は波形の拡散効果で流下方向に減衰する。また任意地点の洪水波は上昇時の方が下降時よりも変化が急である。図-4.5は  $x/h_b = 75, 125, 175$ における水面波形の時間変化をケース C30について示したものである。横軸は実時間(s)である。水面波形  $h(t)$  は流下するほどそのピーク値が減少し、かつ対称性が崩れて増水期では急に、減水期では緩やかに変化しており、実河川で観測される洪水波形の変化特性をよく再現できている。表-4.2は  $x/h_b = 175$ における非定常性と水面波形の関係(計算値)を示したものである。ここで非対称性  $\beta$  は増水時間と減水時間の差異を表すもので、減水継続時間  $T_f$  を増水継続時間  $T_r$  で割り、 $\beta = T_f / T_r$  で定義した。また減衰率  $\gamma$  は  $x/h_b = 175$ におけるピーク水深値  $h_{175}$  と  $x/h_b = 75$ におけるピーク水深値  $h_{75}$  との比で、 $\gamma = (h_{75} - h_{175}) / h_{75}$  と定義した。 $\alpha$  が大きいほど非対称性が強まり、ピーク水深値の減衰は大きくなることからわかる。逆に  $\alpha$  の小さい C120では減衰が小さい。この結果から波形の変形特性は非定常性が強いほど大きくなるといえる。すなわち  $\alpha$  が大きいほど水面波形の拡散が活発になり、その結果非定常流の水理特性が顕著になる。これからも非定常パラメータとしては、Nezu and Nakagawa (1991)<sup>20)</sup>の提案した  $\alpha$  が妥当であると考えられる。

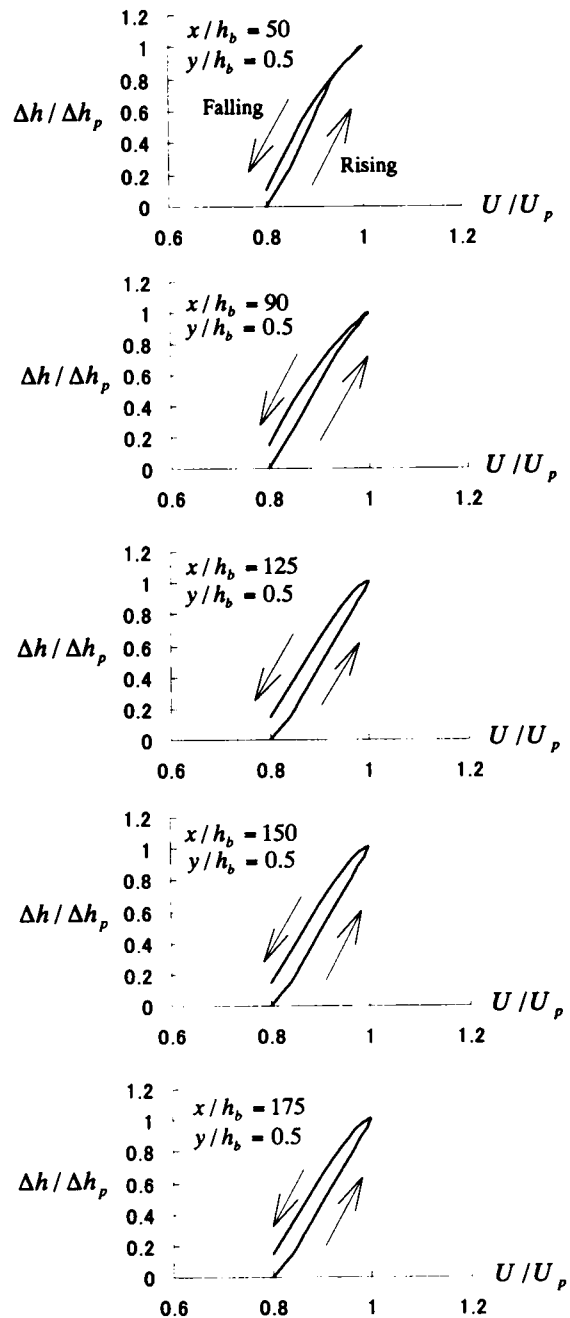


図-4.4 ループの流下方向発達特性(C60)

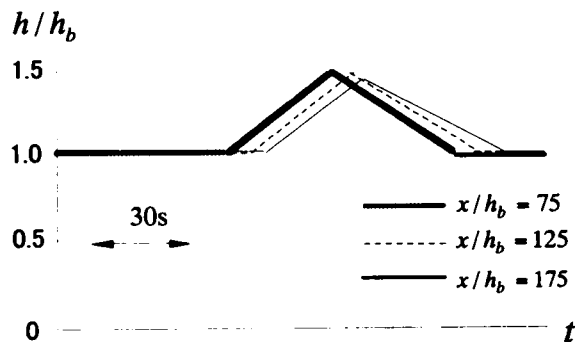


図-4.5 波形の変形特性(C30)

表-4.2 波高の非対称性と減衰特性

CASE	$\alpha$	非対称性 $\beta$	減衰率 $\gamma$
C30	1.48	1.35	0.0066
C60	0.74	1.18	0.0032
C120	0.37	1.15	0.0001

#### (4)主流速分布と wake 特性

ここからは流れの内部構造に着目する。特に速度分布にみられる非定常時における wake 現象について考察する。図-4.6 にケース C60 における速度の鉛直方向分布の時系列特性を示す。Nezu ら(1997)<sup>15)</sup>の実験値もプロットした。縦軸は摩擦速度  $U_*$  で無次元化した  $U/U_*$  を、横軸は底面からの無次元化距離  $y^+ = yU_*/\nu$  を取っている。

Nezu-Rodi(1986)<sup>21)</sup>は  $y/h \leq 0.2$  の内層では平均流速特性は対数則に従うが  $y/h \geq 0.2$  の外層ではレイノルズ数に依存して標準対数則からのずれが生じることを指摘している。本研究でも内層と外層のそれぞれについて考察する。内層では実験結果と同様、増水期・減水期を通じて対数則にほとんど一致しており非定常乱流でも  $\kappa = 0.41$  の壁法則が成立している。橋津・鬼束(2002)<sup>22)</sup>は高精度 LDA を用いて  $\alpha < 2 \times 10^{-3}$  の通常の非定常性ではカルマン定数は  $\kappa = 0.41$  のほぼ普遍値を示すと指摘しており、本計算値もこの妥当性を示している。一方、外層では対数則からのずれである wake が強くなっており、実験結果でみられる非定常流の速度分布特性と良好に一致している。図-4.7 に式(3.32)から求めた wake 強度パラメータ  $\Pi$  の時間変化を示す。 $\Pi$  は流量増加とともに大きくなるが、計算値、実験値ともに水深よりも早くピーク値をもつ。また、非定常性  $\alpha$  が強いほど、 $\Pi$  は大きく増加し、さらに  $\Pi$  と水深  $h$  のピーク時刻差も大きくなるのがわかる。計算値は実験値とのずれがあるものの定性的な傾向は再現できている。

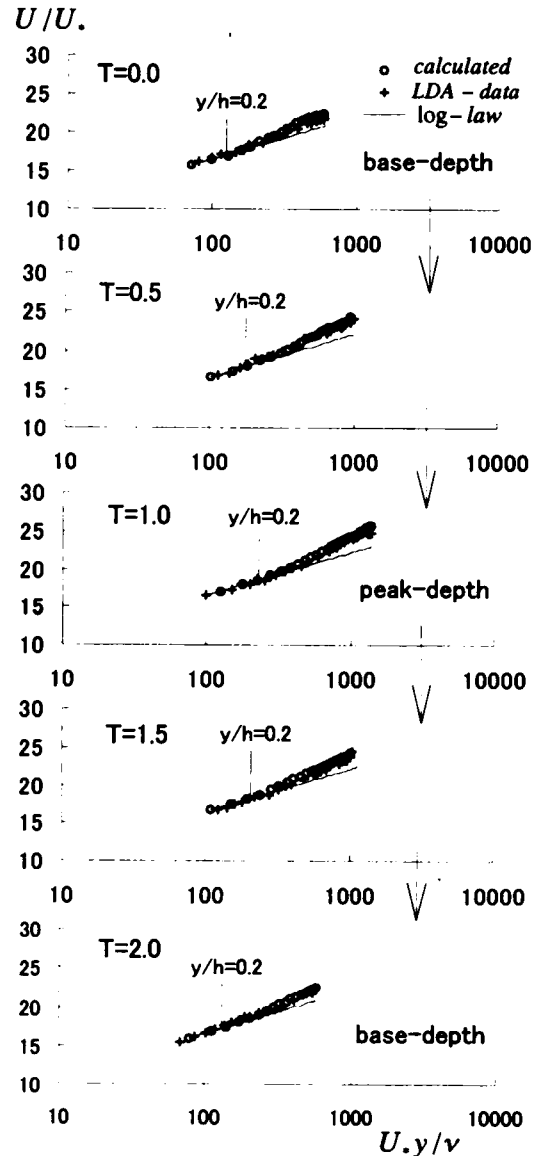


図-4.6 主流速分布(C60)

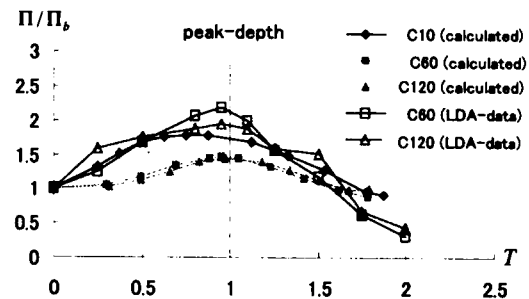


図-4.7 wake 特性

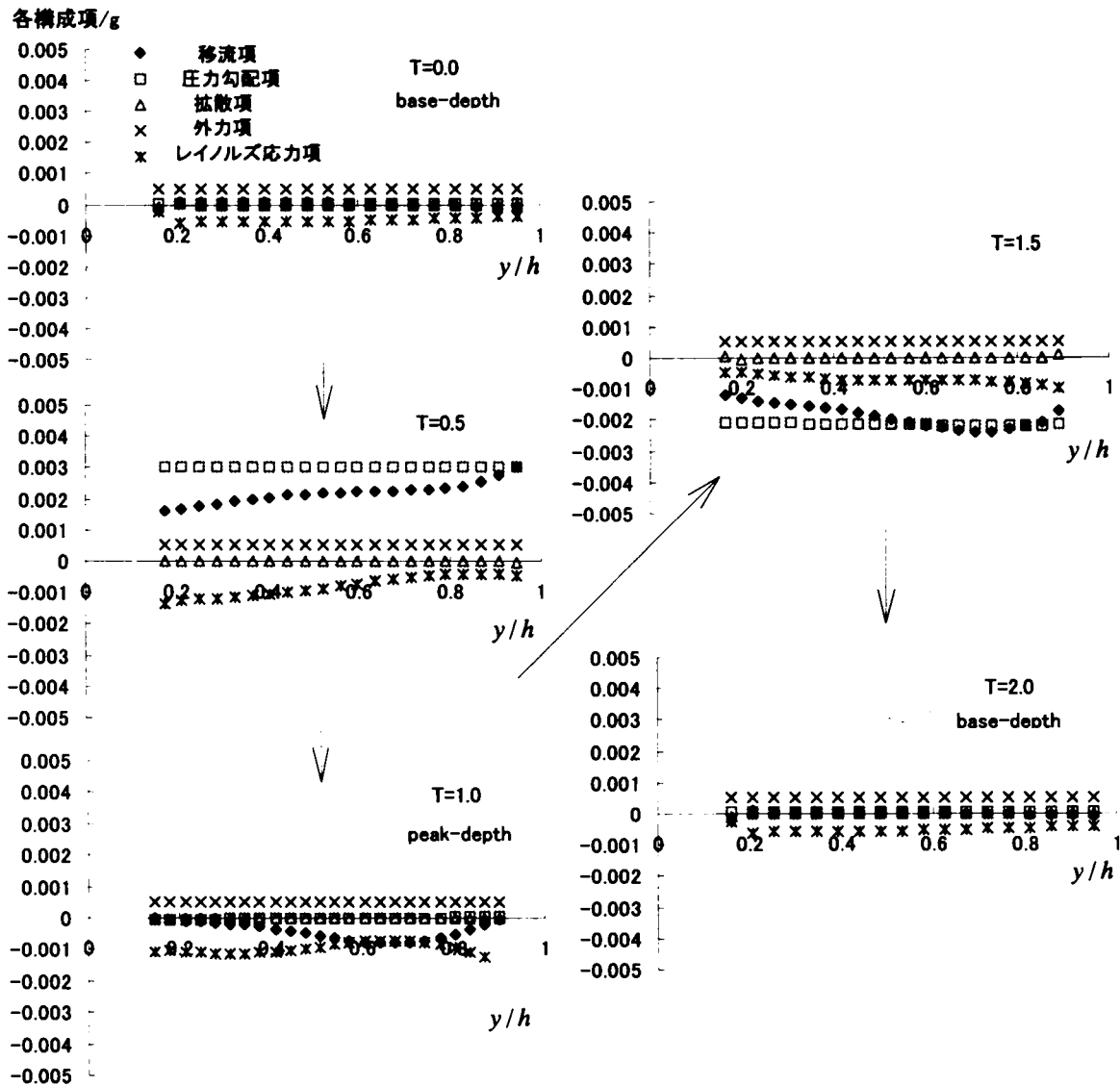


図-4.8 運動方程式の構成項(C10)

#### (5)運動方程式における構成項の分布

非定常開水路乱流の無次元速度分布にみられる wake の増減特性の原因を理解するために、ここでは wake の変化が顕著なケース C10 の  $x/h_b = 100$  地点を対象に非定常時における運動方程式の構成項の分布を調べる。図-4.8 に主流方向運動方程式の構成項である移流項  $U_j \partial U_1 / \partial x_j$ 、圧力勾配項  $-\partial(P/\rho)/\partial x$ 、拡散項  $\nu \partial^2 U_1 / \partial x_j^2$ 、重力項  $-\partial \Omega / \partial x_1$  およびレイノルズ応力項  $\partial(-\overline{u_1 u_j}) / \partial x_j$  の分布を示す。図-4.9 にはその収支（残差）である加速度項  $\partial U / \partial t$  の分布を時間変化とともに示す。各項ともに重力加速度  $g$  で無次元化してある。なお、移流項は N-S 方程式の右辺に移項して、マイナスをつけて表示している。定常時 ( $T = 0.0$ ) には各項とも小さな値であり、流速の増減はほぼ 0 である。増水期 ( $T = 0.5$ ) には、移流項と圧力勾配項が卓越して流速が増加する。水深ピーク時 ( $T = 1.0$ ) には上流側の流量増加がほぼ 0 となり、移流項および圧力勾配項の効果



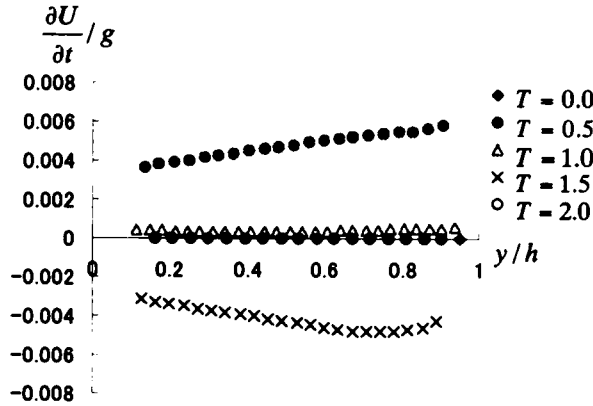


図-4.9 加速度項の鉛直分布(C10)

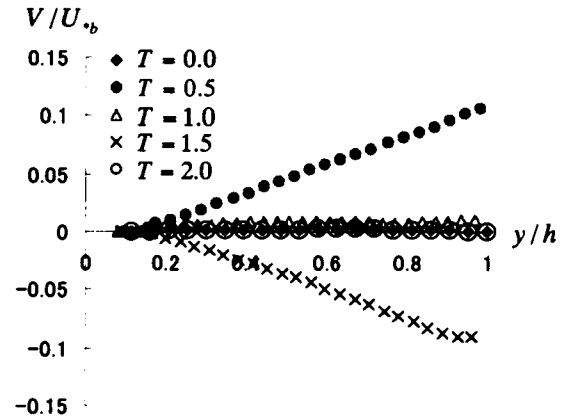


図-4.10 鉛直方向流速の分布(C10)

が小さくなるために流速変化もほとんどなくなり、定常時に近い構造をもつことがわかる。減水期 ( $T=1.5$ ) には、増水時と同様に移流項と圧力勾配項が卓越するが、増水時とは逆に流速を減ずる効果をもつ。増水期 ( $T=0.5$ ) および減水期 ( $T=1.5$ ) に移流項と圧力勾配項が卓越するが、圧力勾配項は全期間を通じて鉛直方向にほぼ一定の分布をもつ。一方、移流項の絶対値は増水期 ( $T=0.5$ ) と減水期 ( $T=1.5$ ) では異なる分布をもち、複雑な構造をしている。水深と流速の時間変化に位相差を伴うことが移流項の内部構造をより複雑化していると思われる。

図-4.10 に鉛直方向流速  $V$  の分布を示す。定常時にはほとんど0であるが水深増加時には自由水面の動きに合わせてその値は増加し、水面近傍ほど大きな値をもつ。減水時には、負となるが絶対値は水面に近いほど大きい。

鉛直2次元場では、移流項は次のように  $x$  および  $y$  方向の2成分から構成される（以下それぞれ  $x$  成分、 $y$  成分と呼ぶ）。

$$-U_j \frac{\partial U}{\partial x_j} = -U \frac{\partial U}{\partial x} - V \frac{\partial U}{\partial y} \quad (4.12)$$

図-4.11 に移流項とその構成項の分布を時間変化とともに示す。増水期 ( $T=0.5$ ) には  $\partial U / \partial x < 0$ 、 $V > 0$  となるので  $x$  成分は加速、 $y$  成分は減速の作用をするが、 $x$  成分の影響が大きいため、移流項全体は加速 ( $\partial U / \partial t > 0$ ) の働きをする。一方、減水期 ( $T=1.5$ ) には増水期とは逆に  $\partial U / \partial x > 0$ 、 $V < 0$  となるので  $x$  成分は減速、 $y$  成分は加速の作用をするが、 $x$  成分の影響の方が大きいため、移流項全体は減速 ( $\partial U / \partial t < 0$ ) の働きをする。特に増水期 ( $T=0.5$ ) には  $\partial V / \partial y > 0$  となり  $V$  が鉛直方向に勾配をもつ。このため、連続式を満たすために  $|\partial U / \partial x|$  が大きくなり、定常時に比べて移流項が増加する。その結果、主流速が過剰に大きくなる。逆に減水期では自由水面付近で移流項は減少するから  $\Pi$  値も減少すると考えられる。すなわち非定常時における wake 増加は流下方向圧力勾配の効果だけでなく、ここで述べた鉛直方向流速  $V$  も wake 増加に影響を及ぼすものと考えられる。また本節で示したように比較的非常性の大きな開水路流

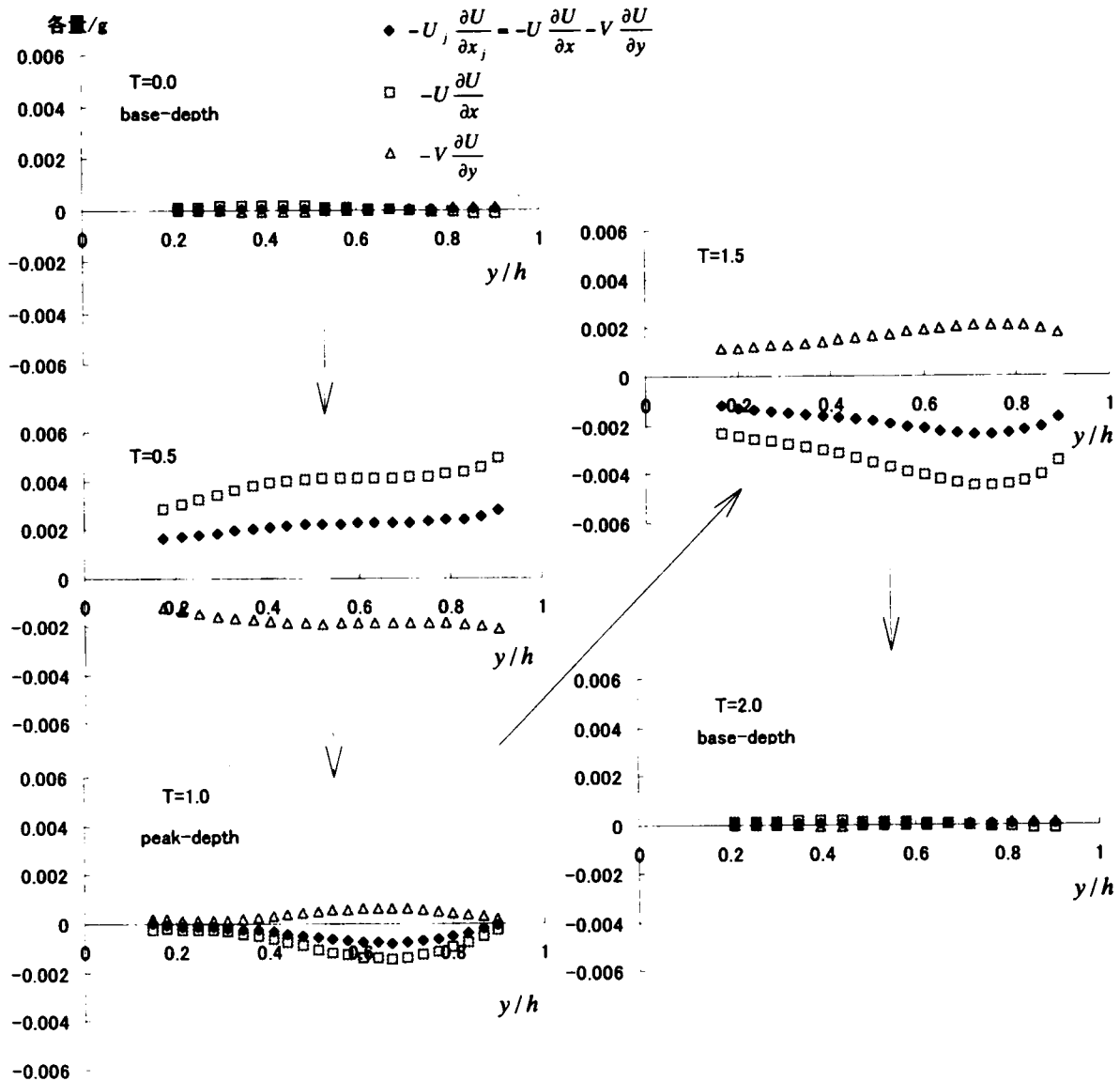


図-4.11 移流項の構成成分(C10)

れにおける移流項の影響は圧力勾配項と同程度に大きいので、移流項の計算スキームには高精度のものが必要であるといえる。

#### (6) 乱れ特性量分布

図-4.12および図-4.13にケース C60における流下方向の  $x/h_b = 100, 150, 175$  地点の無次元乱れ強度  $u'/U_*$ ,  $v'/U_*$  およびレイノルズ応力  $-\overline{uv}/U_*^2$  の鉛直方向分布を時系列に示す。図には式(2.9)～(2.11)の普遍関数と実験値も併示した。これらの図から、乱れ特性量は流下方向の位置に関わらず、全時間ステージにおいて普遍関数に従うことがわかる。この傾向は全ケースにおいてみられた。すなわち波形変形や水深勾配の時間変化は乱流構造にはほとんど影響しないことが予測される。

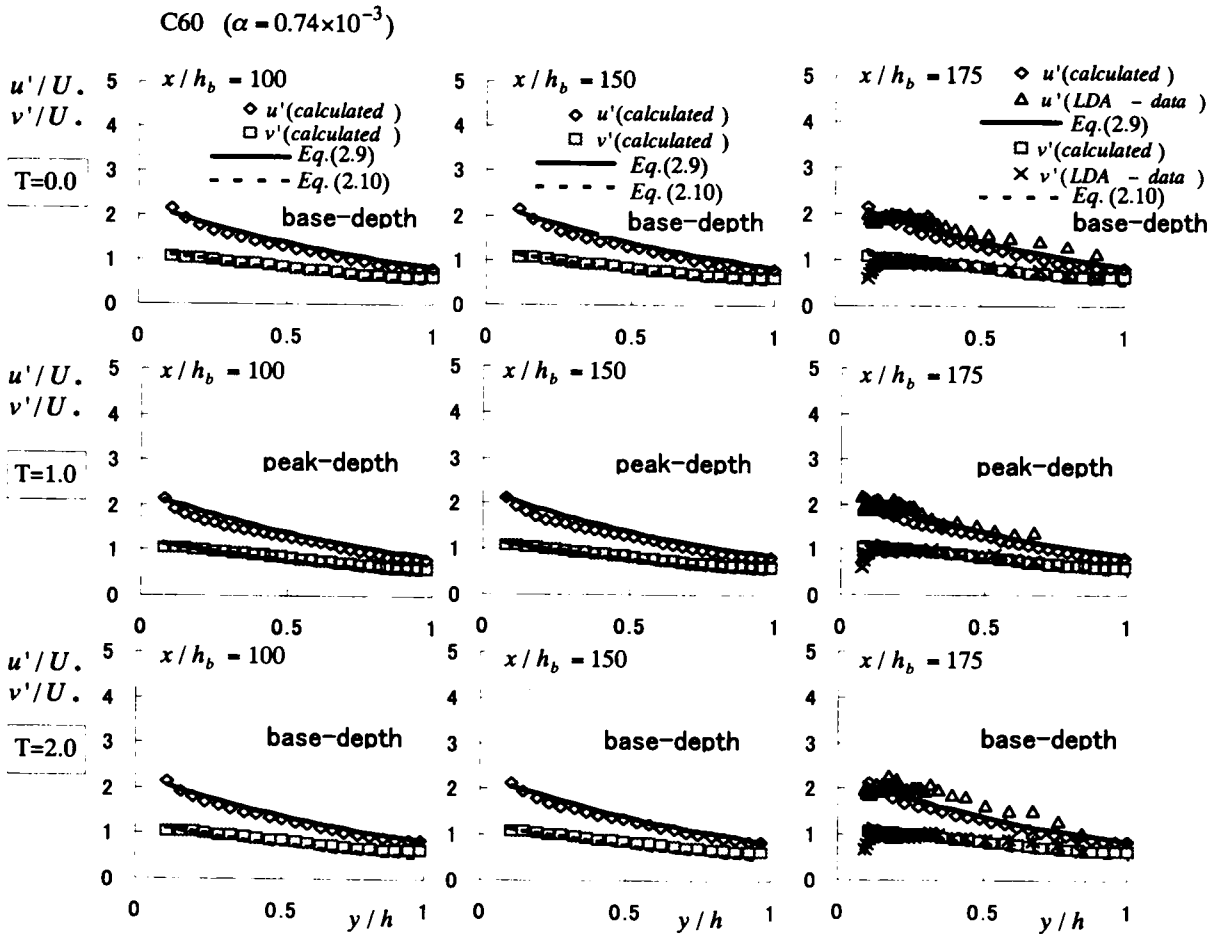


図-4.12 無次元乱れ強度分布の時間および空間構造(C60)

#### 4.2.4 おわりに

応力方程式モデルと VOF 法を用いて、水深変化を有する鉛直 2 次元の非定常開水路乱流における流下方向の空間構造を数値予測するとともに、非定常開水路流れの wake 増加特性のメカニズムについて考察した。本節の数値計算で得られた重要な結果を列挙すれば以下のようである。

- 1) 水深・流速・圧力の流下方向の空間特性を再現した。特にこれらの水理量は増水期と減水期で逆の挙動を示す。さらに主流速と水深の時間変化の位相差によるループ構造が流下方向に発達することを数値計算で予測した。
- 2) 非定常開水路流れにおける水深波形は、流下するほど非対称性が強くなる。すなわち、増水期よりも減水期の方が長くなる。また波高も流下方向に減衰する。この特性は非定常性が大きいほど顕著であり、非定常流れ特有のマクロな特性である。

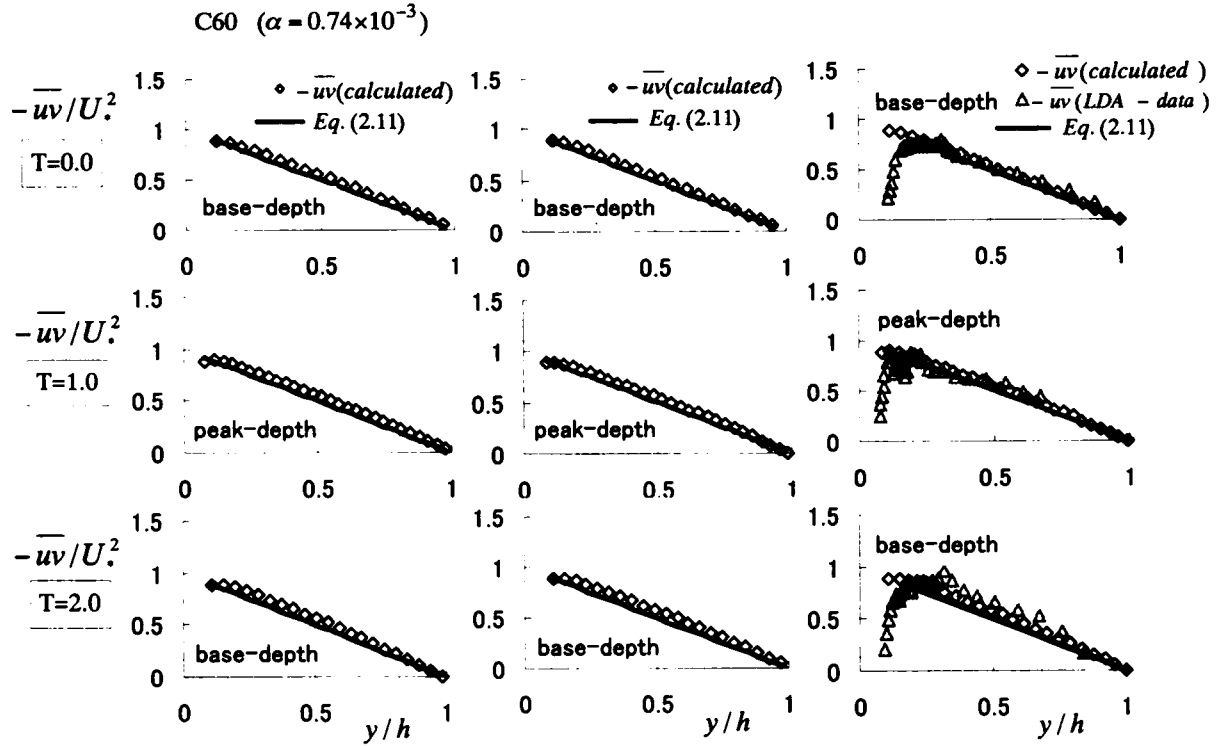


図-4.13 無次元レイノルズ応力の時間および空間構造(C60)

- 3) 非定常開水路流れでは、wake は定常時に比べて増加するが、この wake 増加メカニズムは圧力勾配、移流項および鉛直方向流速の時間変化特性に起因することが数値予測された。
- 4) 水深・流速・圧力等の時間的空間的変化特性や波形変形等のマクロな水理特性は、乱流スケールの内部構造にはほとんど影響を及ぼさない。すなわち、非定常開水路流れの乱流構造は時間だけでなく空間的にも普遍特性を保つことが予測された。

## 4.3 浮遊砂を含む非定常な開水路乱流の鉛直2次元数値計算

## 4.3.1 はじめに

4.2節では比較的長い計算距離の下で、非定常開水路乱流の流下方向の発達特性について考察した。ここではこの計算モデルを非定常な浮遊砂流れ（図-4.14）に適用し、浮遊砂濃度の時間的空間的な変化する挙動の予測や浮遊砂と流れの内部構造との関係について考察する。浮遊砂流れや掃流砂流れは一般に固液混相流と呼ばれている。

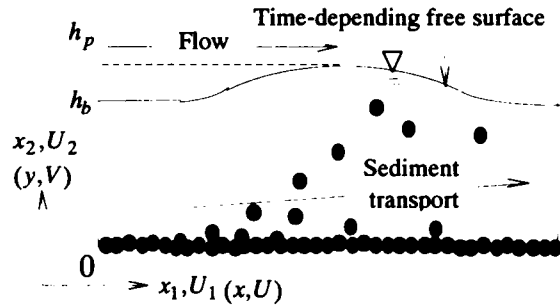


図-4.14 非定常な浮遊砂流れ

固液混相流れに関する数値計算的研究は、

従来から河川工学および海岸工学の分野において盛んに行われている。乱流モデルも RANS から LES, DNS といった様々な手法が適用されている。固液混相流の計算モデリングには大きく分けて one-way coupling 手法と two-way coupling 手法がある。前者は、粒子が流体力によって支配されるが、流体が粒子から受ける影響はないとするモデリングである。後者は流体と粒子の相互作用を考えるものであり、一般に流体の基礎方程式にその効果を組み込む必要がある。two-way coupling 手法として福嶋(1986)<sup>13)</sup>は浮遊砂による浮力効果を組みこんだ運動方程式と  $k-\varepsilon$  モデルを用いて定常浮遊砂流れの乱流計算を行っている。後藤ら(1994)<sup>23)</sup>は掃流砂流れを対象に  $k-\varepsilon$  モデルに負の外力項を導入して粒子混入の影響を考慮している。LES 手法では Smagorinsky モデルを用いた山本ら(1999)<sup>24)</sup>やダイナミックモデルを用いた杉山ら(2000)<sup>25)</sup>の研究があげられる。瀧口ら(2000)<sup>26)</sup>は完全弾性衝突仮定の下で DNS を用いた固液混相流計算を行っている。一方、粒子間干渉の高精度モデリングに関する研究も行われている。後藤ら(2001)<sup>27)</sup>は個別要素法を移動床計算に適用し、牛島・瀬津(2001)<sup>28)</sup>は振動流中の不均一粒子群の3次元計算を行っている。このように固液混相流れにおいても高精度乱流計算が可能になりつつあるが、ここでは比較的計算負荷の少ない RANS 手法を適用する。具体的には福嶋<sup>13)</sup>の用いた運動方程式に浮力効果を組み込んだ応力方程式を導出して非定常浮遊砂流れの数値計算を行う。

## 4.3.2 基礎方程式と計算条件

## (1) 基礎式

まず浮遊砂による浮力効果を組み込んだ運動方程式は次のように表される<sup>13)</sup>。

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) + g S_i (1 + RC) \quad (4.13)$$

ここで、 $C$  は平均浮遊砂濃度、 $S_i$  は水路勾配、 $R$  は相対密度  $(\rho_s - \rho_w) / \rho_w$ 、 $\rho_s$  と  $\rho_w$  はそれぞれ浮遊砂と水の密度である。また浮遊砂濃度の輸送方程式は次のようになる。

$$\frac{DC}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} (-\overline{c u_i}) + w_0 \frac{\partial C}{\partial y} \quad (4.14)$$

ここで、 $c$  は浮遊砂濃度の変動成分、 $w_0$  は浮遊砂の沈降速度であり、本計算ではストークス式

表-4.3 計算ケース

case	$T_d$ (s)	$h_b$ (cm)	$h_p$ (cm)	$U_{mb}$ (cm/s)	$U_{mp}$ (cm/s)	$ks$ (cm)	$d$	$\rho_s / \rho_w$	$\alpha$ ( $\times 10^{-3}$ )	unsteadiness
U30	30	4.0	6.0	30.0	60.0	0.01	clear water	clear water	1.48	unsteady
B30	30	4.0	6.0	30.0	60.0	0.01	0.01	2.65	1.48	unsteady
B300	300	4.0	6.0	30.0	60.0	0.01	0.01	2.65	0.15	unsteady
C1	-	6.0	-	60.0	-	0.01	0.01	2.65	-	steady
C2	-	6.0	-	60.0	-	0.01	clear water	clear water	-	steady

から計算した。さて式(4.14)からレイノルズ応力の輸送方程式を導出すると次式となる。

$$\frac{D}{Dt} \overline{u\mu_j} = \left( -\overline{u_j\mu_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \overline{u_i\mu_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right) + \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \overline{u_i\mu_j\mu_k} - \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i\mu_j} + \frac{p}{\rho} (u_j\delta_{ik} + u_i\delta_{jk}) \right\} - 2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + gR(\theta_j\overline{cu_i} + \theta_i\overline{cu_j}) \quad (4.15)$$

式(4.15)中の圧力-歪相関項および拡散項については前節と同様の方法でモデル化した。なお、逸散率  $\varepsilon$  は式(4.16)の輸送方程式から計算した。

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1}G - C_{\varepsilon 2}\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_m} \left( C_{\varepsilon} \overline{u_i u_m} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) \quad (4.16)$$

また式(4.14)および(4.15)中の  $\overline{cu_i}$  は勾配拡散近似によって次式で定義した。

$$\overline{cu_i} = -e_s \frac{\partial C}{\partial x_i} \quad (4.17)$$

$e_s$  は浮遊砂の拡散係数であるが、ここでは渦動粘性係数  $\nu_t$  に等しいと仮定した。

## (2) 計算ケースと境界条件

表-4.3に計算ケースを示す。計算は定常ケースと静水流ケースを含む合計5ケースについて行った。計算方法、計算領域および境界条件等は前節と同様であり、これに浮遊砂濃度の運動方程式を付加して非定常計算を行う。流入境界条件は主流速  $U(t)$  をサイン波として時間変化させて与えている。また流入境界からの浮遊砂の流入はないものとしており、浮遊砂は水路床からのみ発生すると仮定している。なお、取り扱いを簡単にするために浮遊砂輸送による洗掘や堆積はないものとし、全計算期間において底面は水平な固定床として計算を実行する。浮遊砂は底面からのみ発生するものとし、底面の浮遊砂濃度は芦田らの方法(1982)<sup>29)</sup>によって与えた。芦田らは底面近傍の基準高さ  $y_0$  における底面濃度  $C_b$  を次式で示している。

$$C_b = \frac{2}{3}K \left( \frac{A}{\xi_0} - B \right) \quad (4.18)$$

ここで、
$$A = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{\xi_0^2}{2}\right) - \exp\left(-\frac{\xi_1^2}{2}\right) \right\}, \quad B = \int_{\xi_0}^{\xi_1} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi$$

$$\xi = y/\nu', \quad \xi_0 = w_s/\nu', \quad \xi_1 = 3, \quad \nu' = \beta(y^+)U. \quad \text{and} \quad K = 0.015$$

$$\beta(y^+) \begin{cases} = -\frac{1}{2500}(y^* - 50)^2 + 1 & (y^* \leq 50) \\ = 1 & (y^* > 50) \end{cases}$$

基準高さ  $y_0$  は次式で表される。

$$y_0 = \frac{s_1 s_2 g d^4}{18^2 \nu^2} \times \left[ 18 \frac{\nu K_v}{d} \frac{\tau_* - \tau_{*c}}{w_0} - \ln \left\{ 18 \frac{\nu K_v}{d} \frac{\tau_* - \tau_{*c}}{w_0} + 1 \right\} \right] + d \quad (4.19)$$

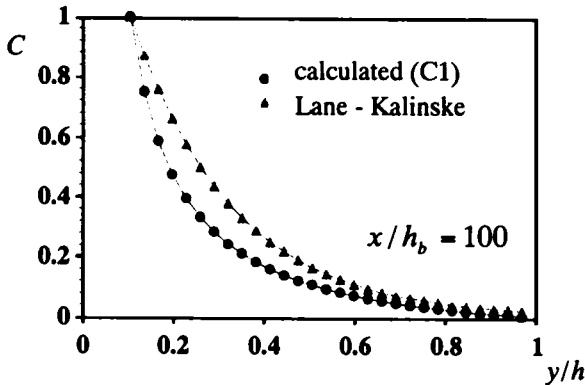


図-4.15 定常浮遊砂流れにおける  
浮遊砂濃度予測

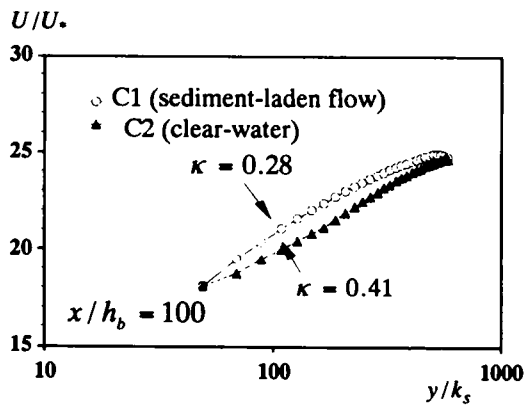


図-4.16 定常浮遊砂流れの主流速分布

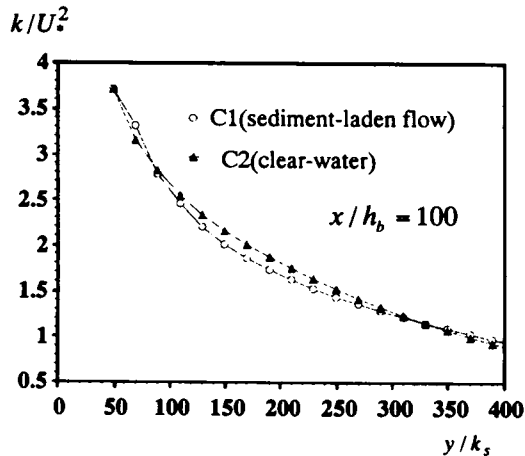


図-4.17 定常浮遊砂流れの乱れエネルギー分布

ここで  $s_1 = \rho_s / \rho + 1/2$ ,  $s_2 = \rho_s / \rho - 1$ ,  $K_v = 40$  である。また  $\tau_{*c}$  は限界掃流力で岩垣公式(1956)<sup>30)</sup>から算出した。

#### 4.3.3 計算結果と考察

##### (1) 定常流れにおける浮遊砂効果

まず定常流れにおける本計算モデルの妥当性を検証する。図-4.15は定常浮遊砂ケース(C1)における流下方向  $x/h_b = 100$  の地点の濃度分布を示す。図中には Lane and Kalinske(1941)<sup>31)</sup>の式も併示した。この結果から、浮遊砂が底面から水面に拡散されていることが確認される。計算結果は、Lane and Kalinske 曲線と同様の傾向を示している。図-4.16は浮遊砂流れと清水流れの定常ケース(ケース C1および C2)における  $x/h_b = 100$  の無次元流速を示したものである。本計算モデルは、浮遊砂流れでは浮遊砂による浮力効果によって同一水理条件の清水流れよりも主流速が加速されることを予測しており注目値する。特に壁面領域 ( $y/k_s < 100$ ) では流速の鉛直方向勾配  $\partial U / \partial y$  が浮遊砂流れ(ケース C1)の方が清水流れ(ケース C2)よりも大きくなる。本計算ケースでは浮遊砂流れにおいてカルマン定数  $\kappa$  が普遍値の0.41から0.28まで減少する。この浮遊砂流におけるカルマン定数の変化特性については日野(1963)<sup>32)</sup>が理論的に研究している。一方、外層 ( $y/k_s > 100$ ) では浮遊砂濃度の減少にともなって  $\partial U / \partial y$  も減少する。図-4.17はケース C1および C2における  $x/h_b = 100$  の乱れエネルギーを摩擦速度で無次元化した値の分布を示す。浮遊砂流れと清水流れでは乱れエネルギーの分布に相違がみられる。

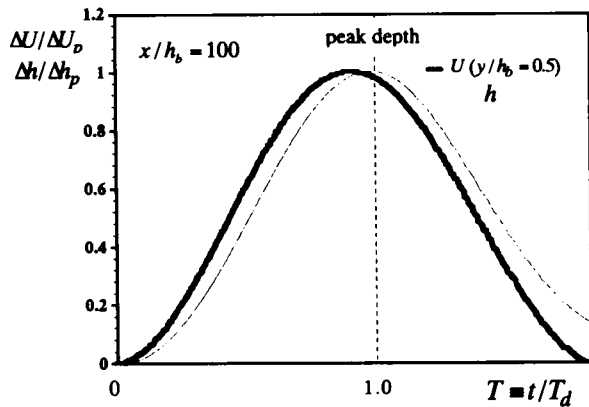


図-4.18 主流速と水深の時間変化(B30)

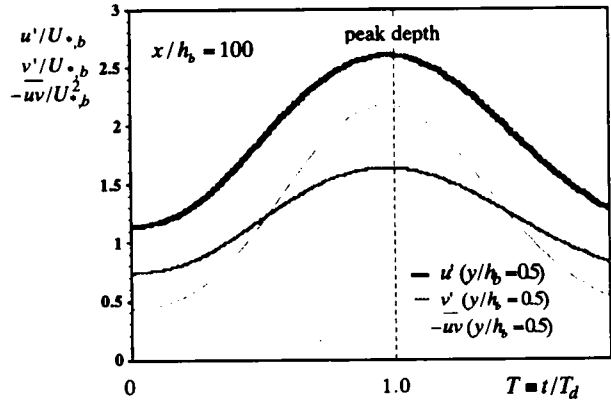


図-4.19 乱れ特性量の時間変化(B30)

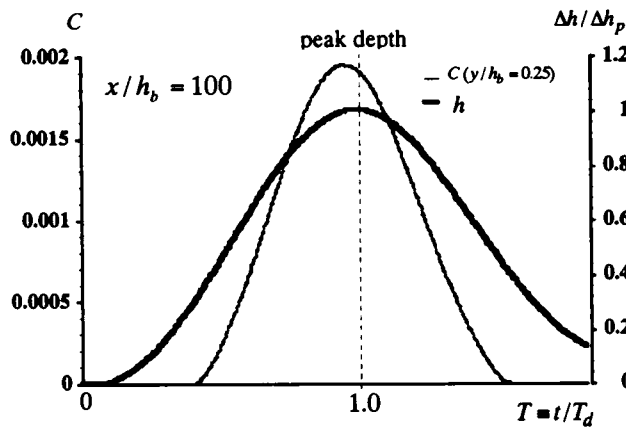


図-4.20 浮遊砂濃度の時間変化(B30)

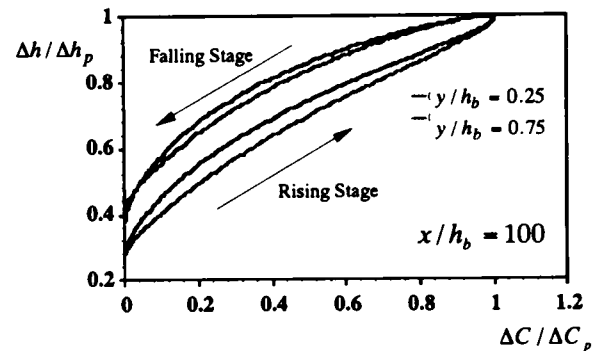


図-4.21 浮遊砂濃度と水深のループ特性(B30)

特に  $y/k_x = 100 \sim 300$  の領域において浮遊砂流れの方が清水流れよりも乱れエネルギーが小さくなる。上述したようにこの領域では流速シア  $\partial U / \partial y$  が減少し、その結果乱れの発生が小さくなったものと考えられる。

## (2) 非定常浮遊砂流れの時間的变化特性

ここからは非定常な浮遊砂流れの計算結果について考察する。図-4.18に非定常流れ場のケース B30における  $y/h_b = 0.5, x/h_b = 100$  の主流速  $U$  と水深  $h$  の時間変化を示す。既に述べたように洪水流では一般に  $U$  のピーク値が  $h$  のピーク値よりも早く現れる。本計算ケースでもこの位相差特性が再現される。図-4.19にケース B30における図-4.18と同地点の乱れ強度  $u'$ ,  $v'$  およびレイノルズ応力  $-\overline{uv}$  の時間変化を示す。この結果からこれらの乱流特性量は相似的に時間変化し、これらのピーク値は同時刻に現れることがわかる。図-4.20はケース B30の浮遊砂濃度  $C$  と水深  $h$  の時間変化特性を示したものである。濃度のピークは水深の前に現れるが、これは底面せん断応力のピークが水深のピークよりも早く現れることと対応する。図-4.21はケース B30における  $y/h_b = 0.25, 0.75$  の2点における浮遊砂濃度  $C$  と水深  $h$  の関係を示す。 $U-h$  特性と同様に壁からの距離に関係なく左回りのループを描くが、これは図-4.20に示した濃度  $C$  と水深  $h$  の位相差に起因する。この浮遊砂と水深のループ特性は実河川の洪水流でしばしば観測されており、水工学および河川環境的に重要な現象である。



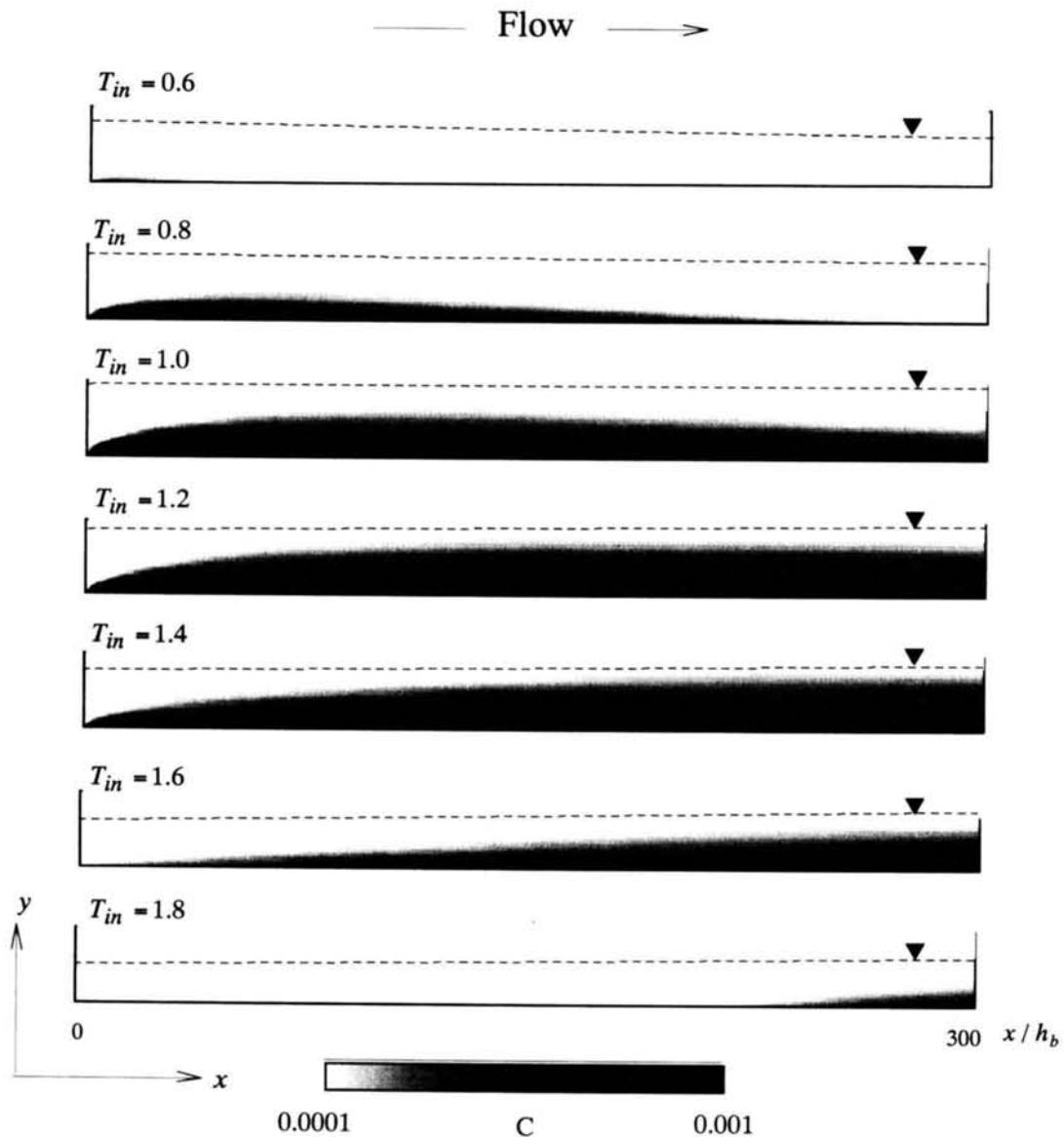


図-4.22 浮遊砂濃度の空間構造の時系列変化(B30)

### (3) 浮遊砂濃度の時間的空間的分布

図-4.22および図-4.23はケース B30における浮遊砂濃度  $C$  の流下方向の分布を時系列に図化したものである。これらの計算結果から非定常時に浮遊砂濃度が時間的空間的に増減し、特に時間変化とともに濃度分布が上流から下流に移流される様子が再現されている。

図-4.24および図-4.25は清水非定常ケース U30と増水時間が30s のケース B30における  $x/h_b = 100$  地点のピーク時( $T = 1.0$ )の主流速と乱れエネルギーの分布を示す。ピーク時刻において浮遊砂濃度がほぼピークになっているにもかかわらず、主流速と乱れエネルギーの分布はケース U30のピーク時のものとほとんど変わらず、浮遊砂による浮力効果がみられない。図-4.26および図-4.27はケース A30と増水時間が300s のケース B300における  $x/h_b = 100$  地点のピーク時刻( $T = 1.0$ )の主流速と乱れエネルギーの分布を示す。ケース B300のピーク時には、浮遊砂の浮力効果によって壁面近傍を中心に主流速が加速され、乱れが減衰することがわかる。これら

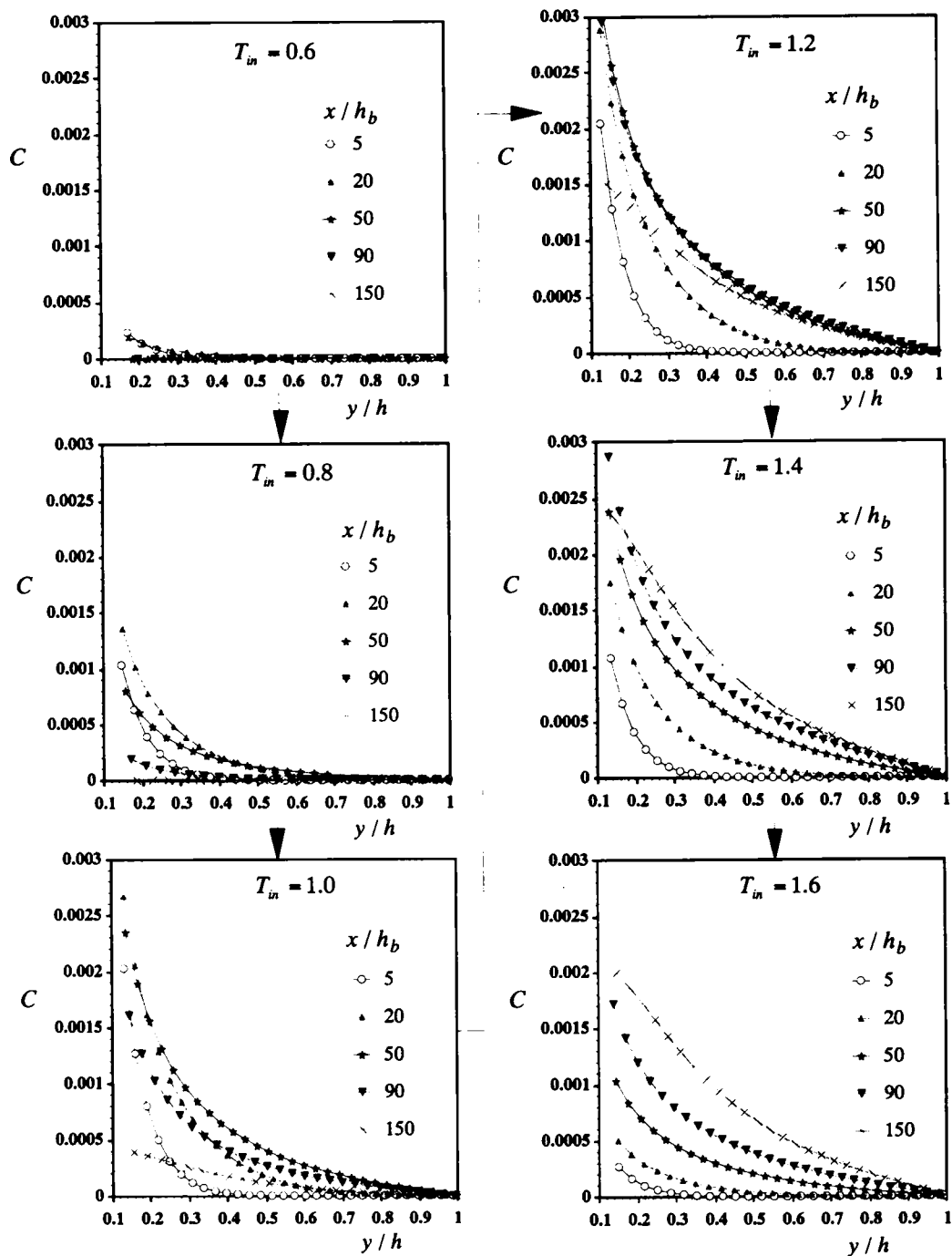


図-4.23 浮遊砂濃度の鉛直方向分布の時系列変化(B30)

の結果から、ケース B30で内部構造が変化しなかったのは、流れが浮力効果を受ける前に減水ステージに入り浮遊砂濃度が減少したことによると考えられる。したがって浮遊砂洪水流における浮力効果による内部構造変化は、流れの非定常性よりも、流れを変化させる高濃度浮遊砂の存続時間に大きく依存することが予想される。

#### 4.3.4 おわりに

浮遊砂による浮力効果を組み込んだ応力方程式モデルを用いて水深変化を有する非定常な

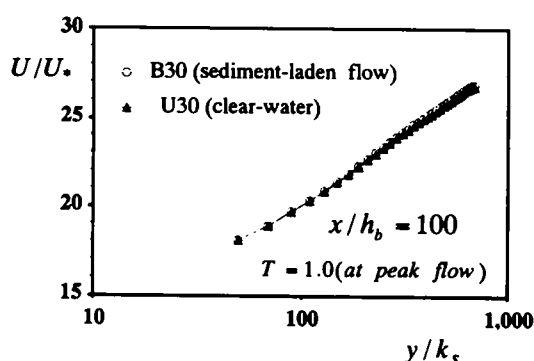


図-4.24 ピーク流量時の主流速分布 (B30)

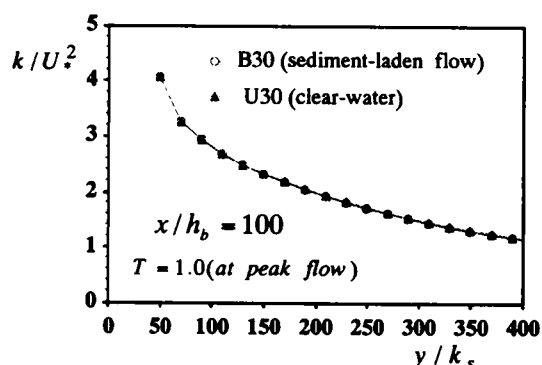


図-4.25 ピーク流量時の乱れエネルギー分布 (B30)

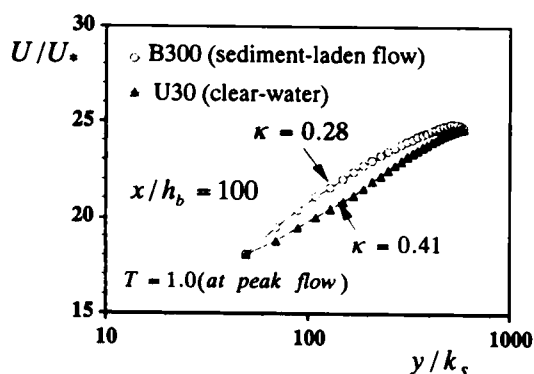


図-4.26 ピーク流量時の主流速分布 (B300)

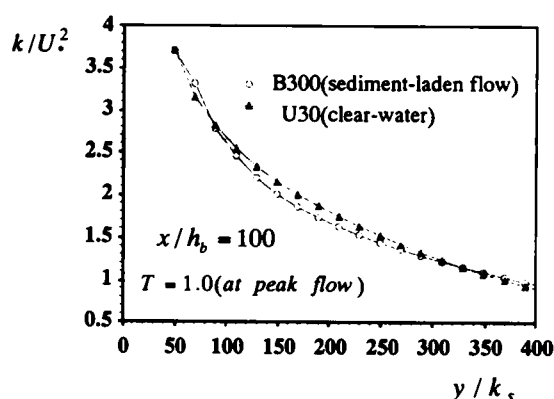


図-4.27 ピーク流量時の乱れエネルギー分布 (B300)

浮遊砂流れを対象に数値シミュレーションを行った。本モデルによって、非定常な浮遊砂流れにおける水理特性を再現することができた。以下に本結果をまとめて示す。

- 1) 定常浮遊砂流れにおいて、浮遊砂の浮力効果によって浮遊砂濃度の高い壁面近傍で主流速が加速され主流速の鉛直勾配  $\partial U / \partial y$  が増大しカルマン定数が減少する計算結果を得た。この特性は既往研究により理論的に証明されており、本計算モデルの有用性が示された。
- 2) 実河川の洪水流では増水期に浮遊砂濃度がピークになることがしばしば観測される。本計算は浮遊砂と水深のピーク時刻差およびそれにもなうループ特性を再現することができた。
- 3) 非定常な浮遊砂流れにおける浮遊砂濃度の時間的空間的分布を予測計算できた。特にある点の浮遊砂濃度は上流からの移流と底面からの巻き上げに支配されている様子が計算結果から視覚的に理解できる。
- 4) 洪水流のピーク時における浮遊砂の浮力効果は主流速や乱れ分布にほとんど影響は、非定常

性よりも高濃度浮遊砂の存在時間に依存することが数値予測された

#### 4.4 結語

本章では、鉛直2Dの浮遊砂を含む水深変化を有する非定常な開水路乱流を対象に数値モデルの開発と予測シミュレーションを行った。まず流下方向変化を捉えるため、比較的長い計算距離の下で清水非定常流れについて応力方程式とVOF法を用いた数値計算を行い、水深や流速の流下方向分布、ループ特性の発達特性、主流速のwake増加メカニズムについて考察した。さらに非定常開水路流れの乱流構造は時間だけでなく流下方向においても普遍性を保つことを予測した。次にこのモデルに浮力効果を組み込んで非定常な開水路浮遊砂流れの数値計算モデルを構築し、浮遊砂濃度の時間的および空間的な分布予測や浮遊砂による主流速や乱流構造の変化と非定常性の関係について考察した。

#### 参考文献

- 1) 今本博健, 大年邦雄: 固液混相開水路流れの水理特性に関する研究 (1), 京大防災研年報, 第22号 B-2, pp.453-468, 1979.
- 2) 平野宗夫, 大本照憲, 松枝修治: 流速変動と浮遊砂濃度に関する実験的研究, 第30回水理講演会論文集, pp.619-624, 1986.
- 3) 林泰造, 佐藤邦明, 青野利夫: 中立浮遊粒子を含む水流の乱流構造に関する実験的研究, 水工学論文集, 第30巻, pp.625-630, 1986.
- 4) 川本敏道, 初井和朗, 神野健二, 上田年比古: 固液2相流における乱れスペクトルの変形について, 第30回水理講演会論文集, pp.643-648, 1986.
- 5) 小松利光, 押川英夫, 竹内美礼: 中立浮遊粒子を含む流れ場の乱流空間特性, 水工学論文集, 第43巻, pp.395-400, 1999.
- 6) Song, T., Graf, W.H. and Lemmin, U.: Uniform flow in open channels with movable gravel bed, *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.32, pp.861-876, 1994.
- 7) Nino, Y. and Garcia, M.H.: Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow: implications for sediment transport, *J. of Fluid Mech.*, Vol.326, pp.285-319, 1996.
- 8) Nezu, I., Azuma, R. and Onitsuka, K.: Experimental study on interaction between fluid and sediment particles in open-channel flows, *Proc. of 3rd International Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flows*, Fukui, Japan, pp.259-265, 2001.
- 9) Nezu, I., Azuma, R. and Onitsuka, K.: Experimental study on interaction between fluid and sediment particles in open-channel flows, *Proc. of 3rd International Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flows*, Fukui, Japan, pp.259-265, 2001.
- 10) 長谷川和義: “石狩川における流量と浮遊砂濃度の同時計測”, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書(代表: 芦田和男), pp.45-55, 1992.
- 11) 伊勢屋ふじこ・池田宏: 洪水時における砂堆の発達にともなう浮遊砂濃度の変化, 第30回水理講演会論文集, pp.505-510, 1986.
- 12) 澤井健二: 非定常流による蛇行水路の河床変動に関する実験的研究, 京都大学防災研究所年報, 第35号, B-2, pp.1-pp.7, 1992.
- 13) 福島祐介: 開水路浮遊砂流の乱流構造の解析, 第30回水理講演会論文集, pp.631-636, 1986.

- 14) Fujisaki, K. and Nagata N.: Behavior of Sediment Particles in Rectangular Setting Tank, *Proc. of 13th Congress of the Asia Pacific Division of IAHR*, Singapore, Vol.1, pp.56-61, 2002.
- 15) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open channel flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.123, pp.752-763, 1997.
- 16) Hanjalic, K. and Launder, B. E.: A Reynolds stress closure model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. of Fluid Mech.*, Vol.52, pp.609-638, 1972.
- 17) Launder, B. E., Reece, G. J. and Rodi, W.: Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. of Fluid Mech.*, Vol.68, pp.537-566, 1975.
- 18) 荒川忠一：数値流体力学，東京大学出版会，1994.
- 19) 橋津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学博士論文，1977.
- 20) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence measurements in unsteady free-surface flows, *Flow Measurement and Instrumentation*, Butterworth Heinemann, UK, Vol.6, No.1, pp.49-59, 1995.
- 21) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel measurements with a laser Doppler anemometer, *J. of Hydraulic Eng.*, Vol.112, pp.335-355, 1986.
- 22) 橋津家久・鬼束幸樹：強い非定常性を受ける開水路乱流の平均流特性，土木学会論文集，No.705/II-59, pp.45-54, 2002.
- 23) 後藤仁志，辻本哲郎，中川博次：流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析，土木学会論文集，No.485/II-26, pp.11-19, 1994.
- 24) 山本恭史，Matthias Potthoff，田中敏嗣，梶島岳夫，辻裕：固液二相チャンネル乱流の LES，機械学会論文集(B編)，第 65 巻，629 号，pp.166-173, 1999.
- 25) 杉山和靖，高木周，松本洋一郎：LES による微細粒子を含む壁面乱流の数値解析，機械学会論文集(B編)，第 66 巻，641 号，pp.103-112, 2000.
- 26) 瀧口智志，梶島岳夫，三宅裕：固体粒子による鉛直平行平板間乱流の変調，機械学会論文集(B編)，第 66 巻，648 号，pp.1998-2005, 2000.
- 27) 後藤仁志，原田英治，酒井哲朗：個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化，土木学会論文集，No.691/II-57, pp.159-164, 2001.
- 28) 牛島省，橋津家久：流体-粒子間相互作用を考慮した振動流中の不均一粒子群の 3 次元並列計算，海岸工学論文集，Vol.48, No.1, pp.471-475, 2001.
- 29) 芦田和男・岡部健士・藤田正治：粒子の浮遊限界と浮遊砂量に関する研究，京大防災研究所年報，Vol.25, B-2, 1982.
- 30) 岩垣雄一：限界掃流力に関する基礎的研究，土木学会論文集，第 41 号，pp.1-21, 1956.
- 31) Lane, E.W. and Kalinske, A.A.: Engineering calculation of suspended sediment, *Trans. AGU*, pp.603-607, 1941.
- 32) 日野幹夫：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第 92 号，pp.11-20, 1963.

## 第 5 章

### 3次元の非定常な複断面開水路流れに関する実験的解明

---

本章の一部は、以下で審査付論文として掲載されたものである。本章はこれらを中心にさらに検討を加えたものである。

- 1) 橋津家久・山上路生・坂根由季子：非定常な複断面開水路流れの乱流構造に関する実験的研究，水工学論文集，土木学会，Vol.46，pp.553-558，2002.
- 2) Nezu, I., Sanjou, M. and Sakane, Y.: Three-Dimensional Measurements with Laser Doppler Anemometers in Unsteady Depth-Varying Compound Open-Channel Flows, *Advances in Hydraulics and Water Engineering* (ed. John Junke Guo), World Scientific Pub., Singapore, Vol.1, pp.56-61, 2002.
- 3) 橋津家久・山上路生・坂根由季子：水深変化する非定常な複断面開水路流れの3次元乱流構造に関する研究，土木学会論文集（2003年2月印刷中）
- 4) Nezu, I., Sanjou, M. and Sakane, Y.: LDA Measurements of Turbulence Characteristics in Transition from Rectangular to Compound Unsteady Open-channel Flows, *Proc. of 3rd Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Sendai（2003年6月掲載決定）

## 5.1 概説

既に述べたように複断面開水路流れに関する研究は、流量算定や抵抗則に関するマクロスケール<sup>1-10)</sup>ものが中心であったが、最近では計測装置や計算機技術の進展によって乱流スケールにおける流れ構造の解明が可能となった。具体的には低水路および高水敷における境界付近の乱流特性や横断面の乱流構造や2次流特性が、水理実験<sup>11)-20)</sup>と数値解析<sup>21)-25)</sup>により明らかにされ、多くの貴重な知見が得られている。しかしながらこれらのほとんどは定常流を対象とした研究である。流量が時間および空間的に変化する実河川を想定する場合には、定常な開水路流れにはみられない、時間的・空間的に変化する水深や流量の非定常効果や流水断面変化効果を解明する必要がある。渡辺ら(2002)<sup>26)</sup>による複断面河道におけるハイドログラフの非定常効果を検討した研究や澤井(1992)<sup>27)</sup>による蛇行水路における非定常な河床変動に関する実験的研究があるが、2次流や乱流構造の非定常特性に関しては未解明点が多い。したがって、本章では水深変化を有する非定常な複断面開水路流れを対象に3次元のLDA計測を行い、流れの横断面における乱流構造を中心に2次流や主流速分布の時間変化特性を解明する。具体的には5.2節ではベース時からピーク時の全非定常ステージにおいて複断面である非定常開水路流れ、さらに5.3節では単断面から複断面へと遷移する複雑な洪水乱流についてそれぞれ3次元のLDA計測を行う。

## 5.2 非定常な複断面開水路乱流の実験的研究

### 5.2.1 はじめに

ここでは水深変化する非定常な複断面開水路乱流を対象に、LDAを用いて流速3成分を乱流計測する。流量の時間変化とともに高水敷のかぶり水深が大きく変化するが、この非定常効果が流れ場構造に及ぼす影響を、2次流構造、主流速分布および乱れ統計量分布を中心に実験的に解明する。

### 5.2.2 実験条件

本実験の流れ場は、図-5.1に示すように、水深変化を有する非定常な複断面開水路流れである。すなわち幅 $B$ を一定としベース時からピーク時の水深 $H$ を変化させた全期間において複断面である非定常開水路乱流を対象とした。流れが十分に発達する上流から約7mの地点において流れの横断面(図-5.2参照)を不等間隔に計測した。特に、低水路と高水敷の境界部付近において細かく間隔をとり、各実験ケースにより多少異なるが計測ポイントの総数は約240~360点である。各点の $U-V$ および $U-W$ 測定を行うために、図-5.3に示すようにプローブをそれ

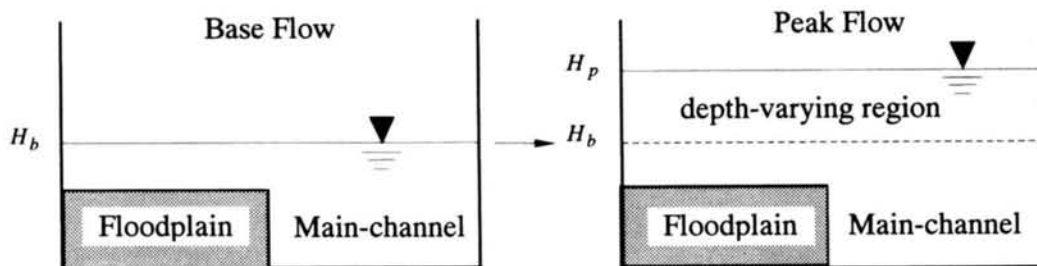
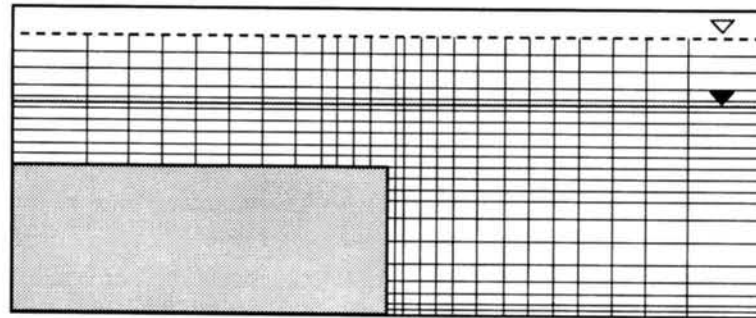


図-5.1 水深が変化する非定常な複断面開水路流れ



表-5.1 実験ケース

case	$H_b$ (cm)	$H_p$ (cm)	$B_f/B$	$H_b/D$	$H_p/D$	$Q_b$ (l/s)	$Q_p$ (l/s)	$Um_b$ (cm/s)	$Um_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	$\alpha$ ( $\times 10^{-3}$ )
HH60	7.5	10.5	0.5	1.5	2.1	2.1	14.4	10.5	45.0	60	1.80
HH120	7.5	9.5	0.5	1.5	1.9	2.1	7.3	10.5	26.0	120	0.91



— Base Flow  
 - - - Peak Flow

図-5.2 計測メッシュ

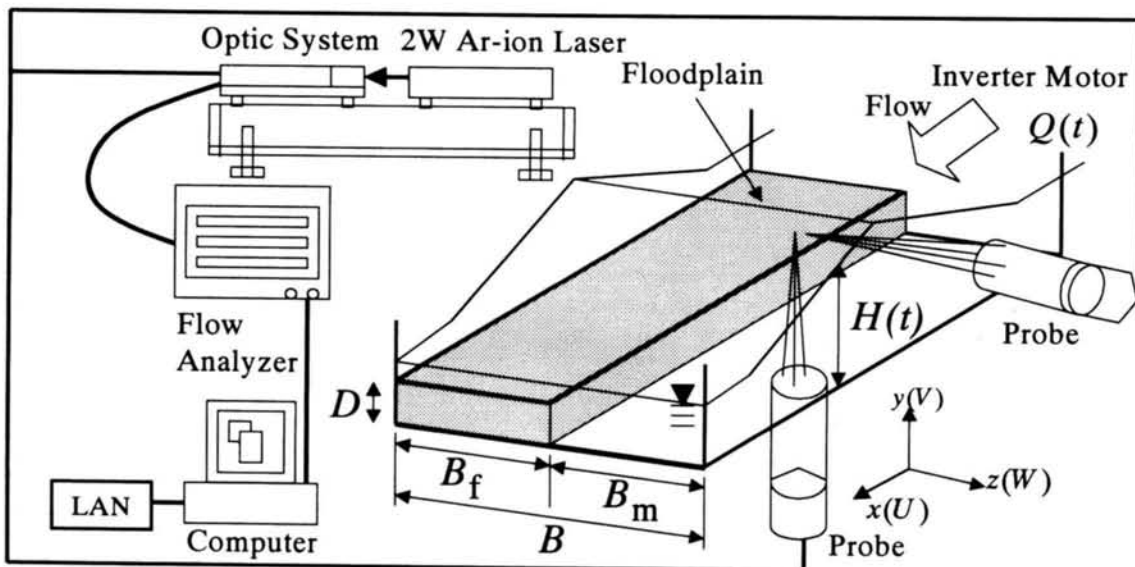


図-5.3 計測装置図

それ水路側壁および底面に設置した。

時間変化する水位の測定には、超音波波高計(KEYENCE 社製)3台と容量式波高計(KENEK 社製)1台の計4台を用いてLDAと同時計測した。波高計の位置を図-5.4に示す。低水路側に3台(上流側に超音波波高計2台, 最下流部に容量式波高計1台), 高水敷側に1台を設置した。

表-5.1に実験条件を示す。増水時間 $T_d$ が60秒および120秒の場合のケース名をそれぞれHH60, HH120とした。流量は, ベース流量 $Q_b$ を一定とし, ピーク流量 $Q_p$ はケースHH60では $Q_b$ の約6.9倍, ケースHH120では約3.5倍になるように設定した。一方, 水深の最大増加幅 $\Delta H_p$

は、ケース HH60 ではベース水深  $H_b$  の約 0.40 倍、ケース HH120 では 0.27 倍となる。各点のデータ計測時間は HH60 と HH120 においてそれぞれ 480 秒および 600 秒である。なお平均サンプリング周波数は約 200Hz である。また  $\alpha$  は第 2 章で定義した非定常パラメータであるが、式(5.1)のように代表水深には低水路水深  $H$  を用いた。

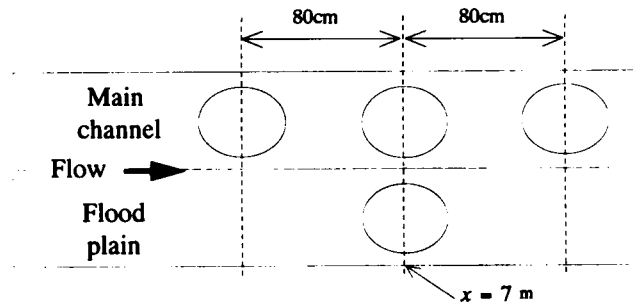


図-5.4 水深計測位置

$$\alpha = \frac{1}{U_c} \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{U_c} \frac{H_p - H_b}{T_d} \quad U_c = \frac{Um_b + Um_p}{2} \quad (5.1)$$

### 5.2.3 実験結果と考察

#### (1) 2方向の計測間の誤差

はじめに2方向の計測間（ $U-V$ 計測および $U-W$ 計測）の主流速  $U$  の計測誤差を検定する。図-5.5 にそれぞれの計測によって得られた  $U$  の時系列を示す。ここで  $T = t/T_d$  は第2章でも適用した無次元時刻である。すなわち無次元時刻  $T = 0.0$  は流量増加が始まる時刻、 $T = 0.5$  は増水期の代表時刻、 $T = 1.0$  は水深がピークになり続けて減水に移る時刻、 $T = 1.5$  は減水期の代表時刻、 $T = 2.0$  は再びベースフローに戻る時刻である。ケース HH60 の低水路中央部（ $z/B = 0.75$ ,  $y/D = 0.8$ ）および高水敷中央部（ $z/B = 0.25$ ,  $y/D = 1.2$ ）の2点を対象にした。誤差が最も大きくなると思われる水深ピーク時におけるそれぞれの誤差は 1.71% および 1.13% であり、2方向の計測間の誤差は非常に小さく本章のデータ解析への影響はないものと判断する。

#### (2) 主流速および水深の時間変化

図-5.6 はケース HH60 における低水路の中心（ $z/B = 0.76$ ,  $y/D = 0.51$ ）における主流速  $U$  と水深  $H$  の時間変化を示したものである。この結果から、 $U$  と  $H$  は流量ハイドログラフと相似に増減していることがわかる。図-5.7 は低水路中心と高水敷中心の水深変化をプロットしたもの

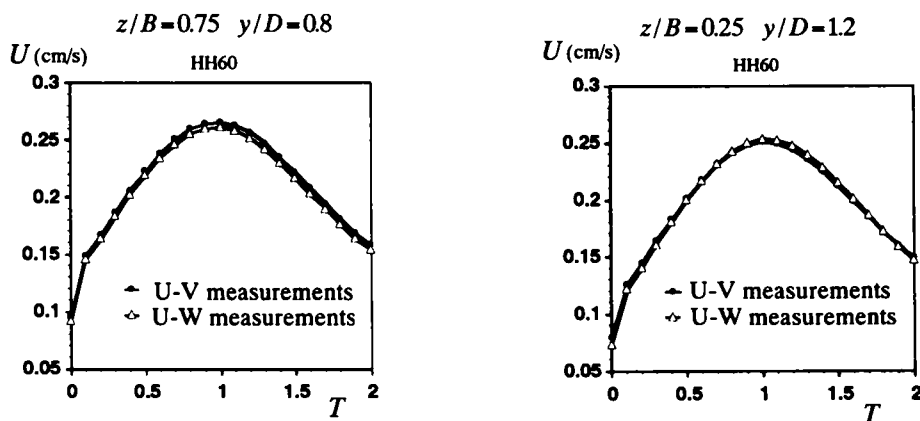


図-5.5 2方向の計測誤差

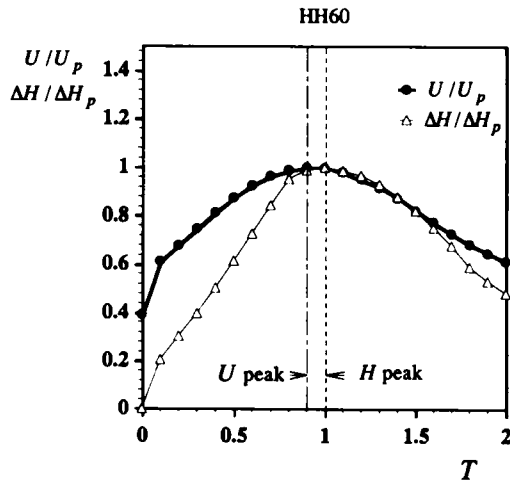


図-5.6 主流速と水深の時間変化

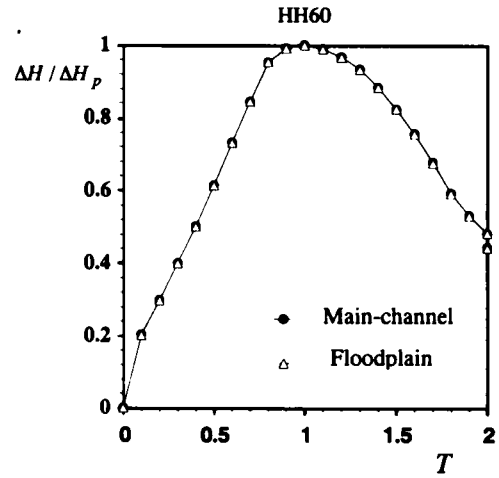


図-5.7 低水路と高水敷の水深変化

である。この図から、低水路と高水敷における水深の時間変化はほとんど一致しており、水深の時間変化特性は横断方向にほとんど変化しないことがわかる。

### (3) 水深勾配の時間変化

図-5.8は流下方向に並べて設置した3点の波高計から求めた低水路の中心における水深勾配  $dH/dx$  の時間変化をケース HH60 とケース HH120 のそれぞれについて示したものである。ケース HH60 では、増水期 ( $0 < T < 1.0$ ) で負に減水期 ( $1.0 < T < 2.0$ ) で正になる。すなわち、増水期では水深は上流側から増加し、時間とともにピーク水深は下流へ輸送される。一方、HH120 ではこの変化は小さい。この結果から水深勾配の時間変化は非定常性に依存し、非定常性が大きいほど水深変化の勾配は大きくなると考えられる。

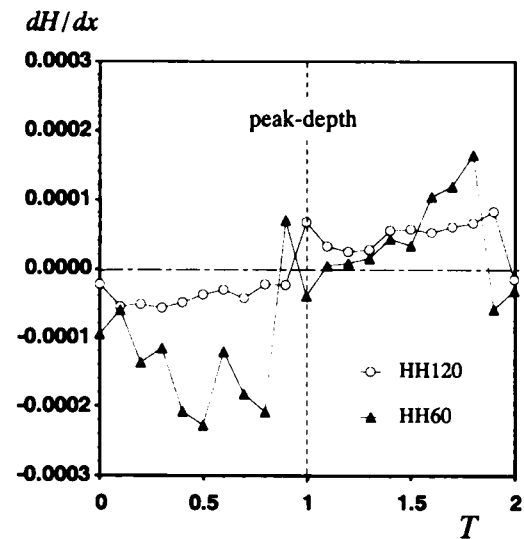


図-5.8 水深勾配の時間変化

### (4) ループ特性

図-5.9(a)および(b)は低水路中央部 ( $z/B = 0.75$ ) と高水敷中央部 ( $z/B = 0.25$ ) の水深  $H$  と流速  $U$  の時間変化を示したものである。両ケースともに全ての位置で反時計回りのループを描く。このループは実河川の洪水流でも観察されるが、主流速のピーク時刻が水深のピーク時刻より早く現れることに起因する。またケース HH60の方がケース HH120よりもループ面積が大きい。これは非定常性の大きいケースの方が主流速と水深のピーク時刻の差  $T_{lag}$  が大きくなるためである。またこれら2ケース間のループの差は、増水期(Rising-Stage)では両者にほとんど差

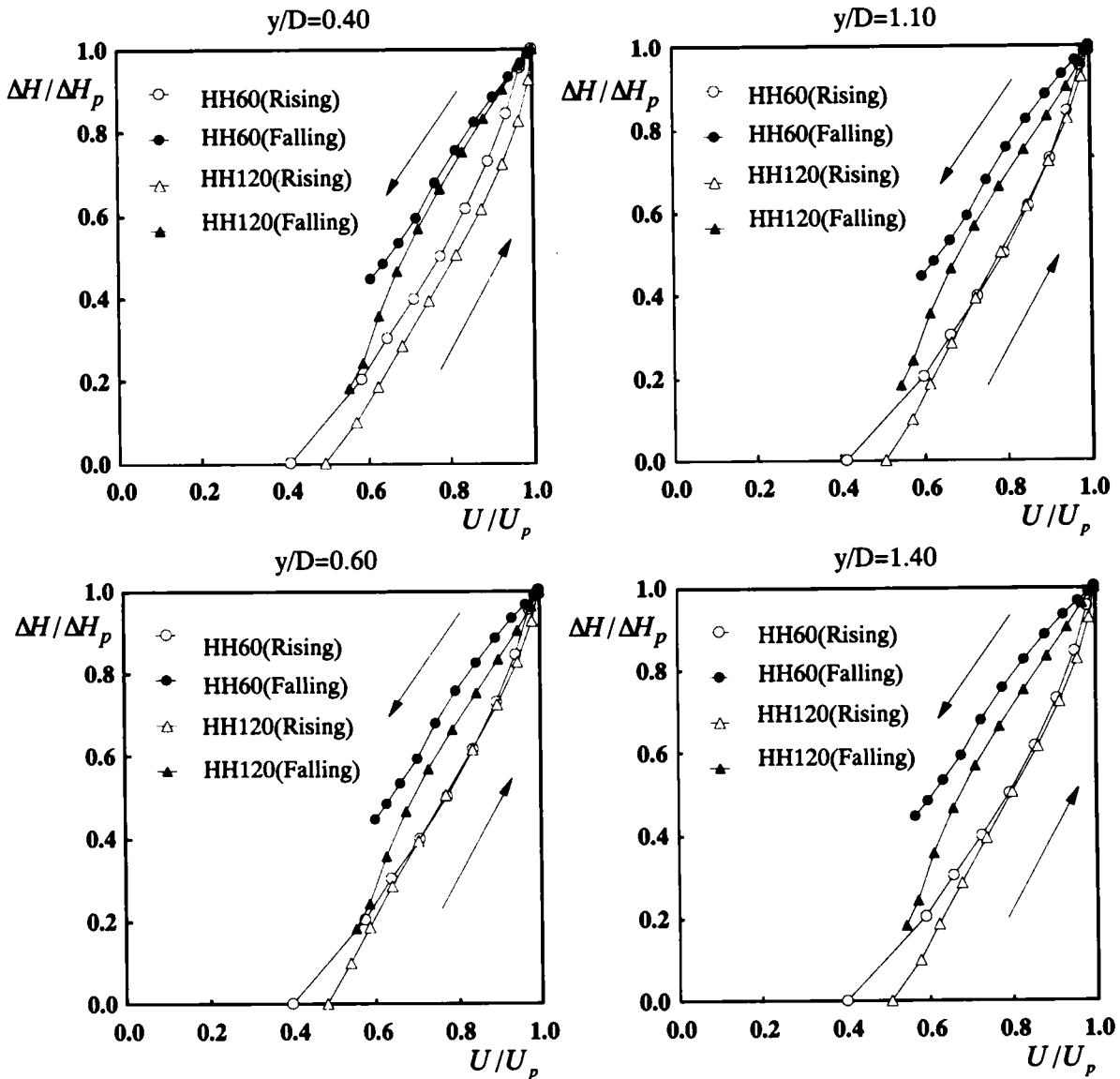


図-5.9(a) 低水路のループ特性

がみられないが、減水期(Falling-Stage)ではケース HH60 の方がケース HH120 より大きなループを描く。このことから非定常性が強いほど、増水期と減水期の水深変化の非対称性が大きくなると考えられる。また両ケースとも高水敷側よりも低水路側の方がループの面積が大きい。これは低水路側の方が高水敷に比べて主流速が早いことによるものと考えられる。すなわち、低水路側では流速変化を含めた各物理量がより早く下流へ輸送されるため、流速と水深のピーク時刻差  $T_{lag}$  が高水敷側よりも大きくなったと推測される。

#### (5) 2次流構造

図-5.10 は、ケース HH60 の2次流 ( $\sqrt{v^2 + w^2}$ ) をベクトル表示したものである。これらは各タイムステージの断面最大主流速  $U_{max}$  で無次元化してある。全期間において複断面開水路流

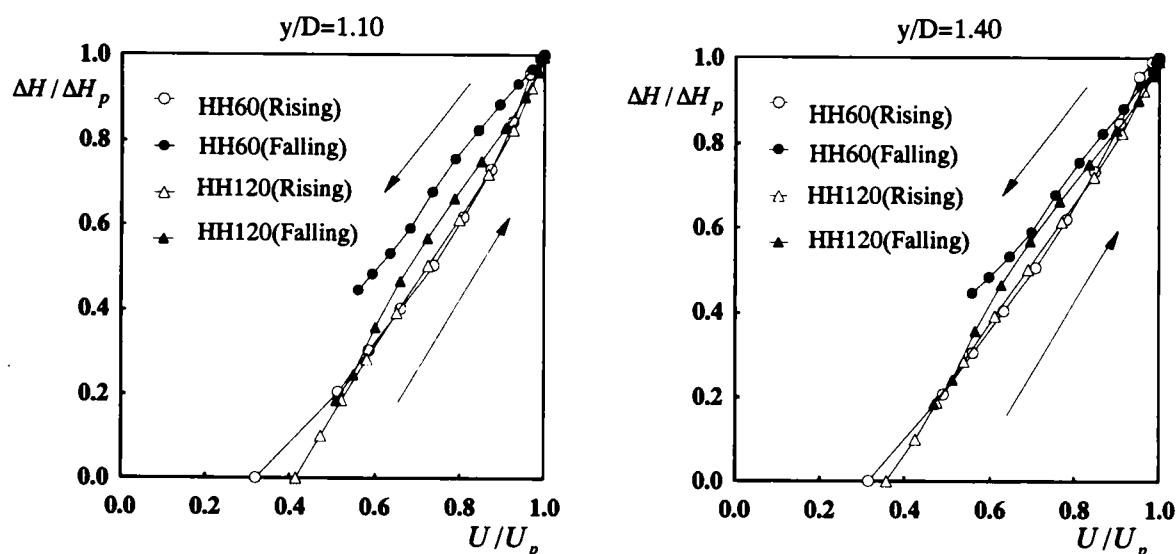


図-5.9(b) 高水敷のループ特性

に特有な境界部から低水路の水面に向かう斜昇流が観察される。斜昇流の角度に着目すると、HH60の増水時( $T = 0.5$ )には水面上昇( $dH/dt > 0$ )の影響を受けて斜昇流の傾きはほぼ  $70^\circ$  程度になり、その後水深の時間変化に応じて斜昇流の傾きは定常時の状態に戻ることが観察される。図-5.11 左図はケース HH60 における、右図で色つけした領域における斜昇流の傾きの空間平均値を時間  $T$  に対して図示したものである。HH60 では水深変化の増加が最も大きい  $T = 0.5$  で斜昇流の傾き  $\theta$  が最も大きくなり約  $70^\circ$  になる。逆に減水期 ( $1.0 < T < 2.0$ ) ではベース時 ( $T = 1.0$ ) の傾きよりも小さくなる。一方、非定常性の小さな HH120 ではこの傾向が弱く、ほぼ単調に漸減している。このことから斜昇流は非定常効果を受けることがわかる。ここで観察された斜昇流の時間変化特性は非定常流に特有のものであり、洪水流における低水路と高水敷間の水や土砂の輸送特性は、定常流とは大きく異なることが予想される。

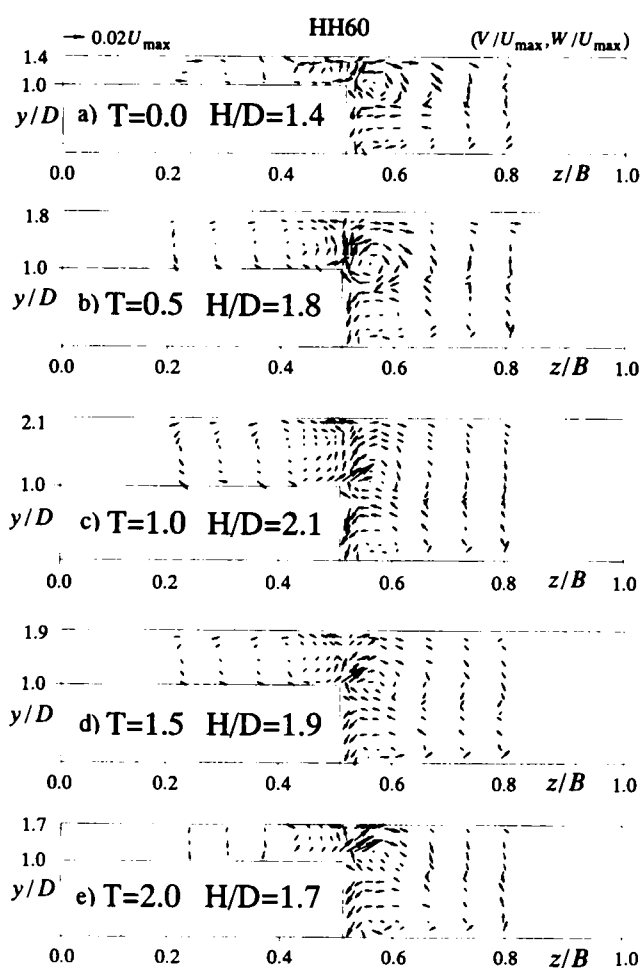


図-5.10 2次流分布(HH60)

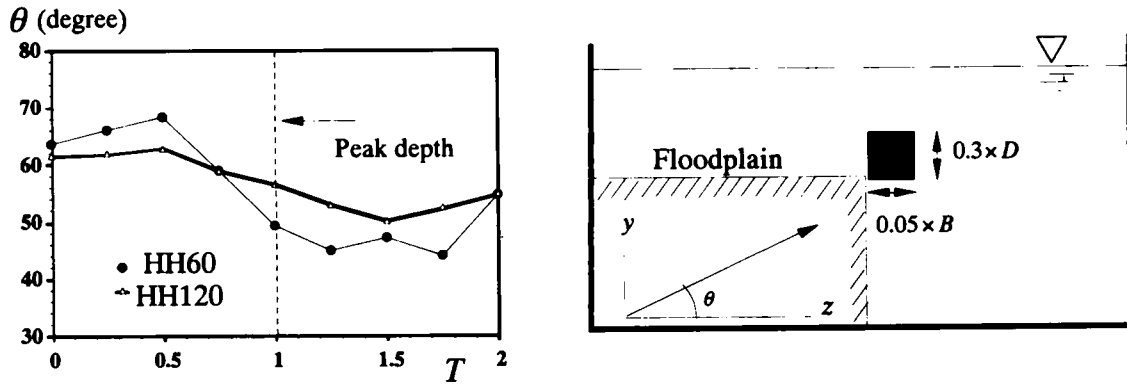


図-5.11 斜昇流の傾き変化

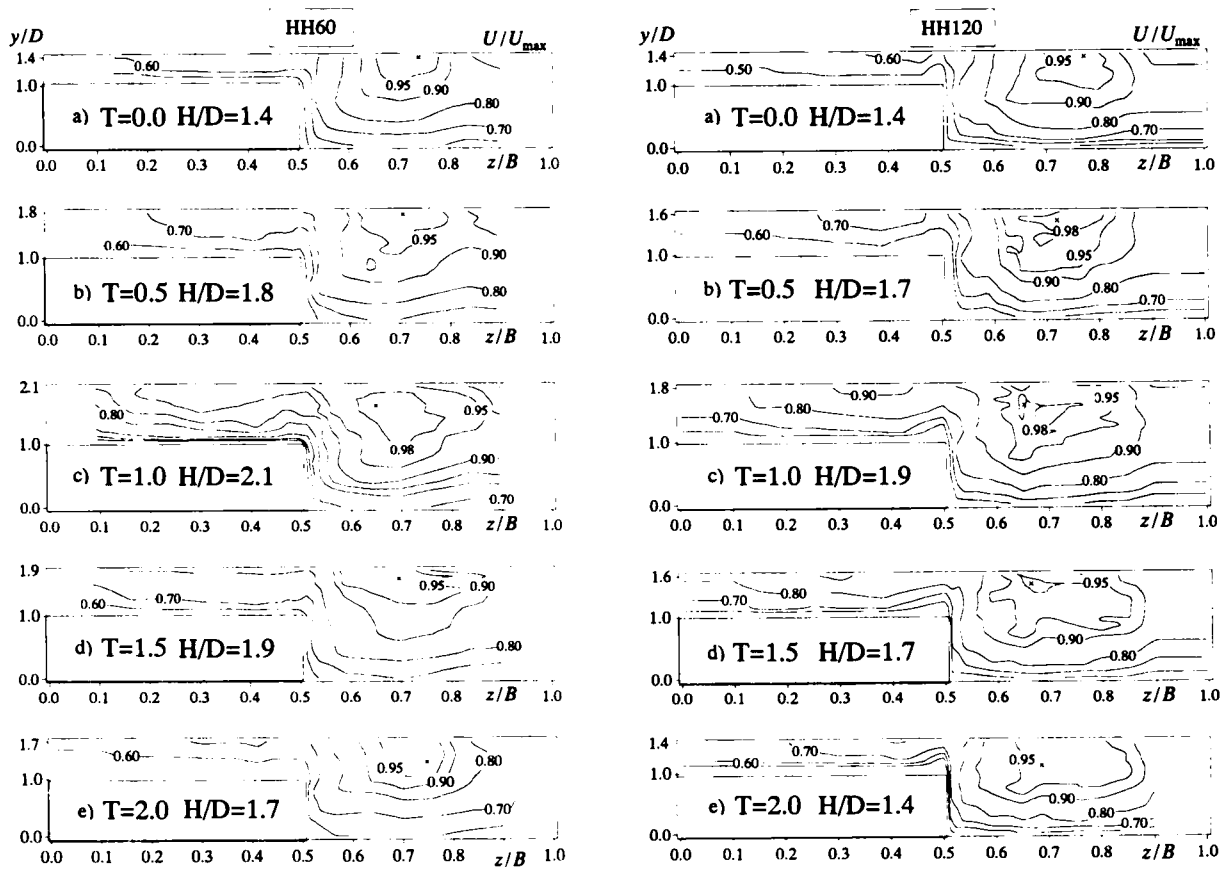


図-5.12 主流速分布(左図：HH60，右図：HH120)

(×印は最大主流速点を示す)

#### (6)主流速分布特性

図-5.12にケースHH60およびHH120の平均主流速 $U$ の分布を時系列に示す。なお値は断面最大主流速 $U_{\max}$ で無次元化してある。高水敷隅角部では全時間ステージにおいて等値線が低水路の水面側に張り出していることが確認でき、この傾向は水深増加にともない顕著になる。これは斜昇流の影響だと考えられる。 $T=0.0$ では低水路中央部( $z/B=0.25, y/D=1.20$ )の方が高水敷中央部( $z/B=0.75, y/D=1.20$ )に比べて主流速が約1.5倍大きい、 $T=1.0$ では低水路中央部

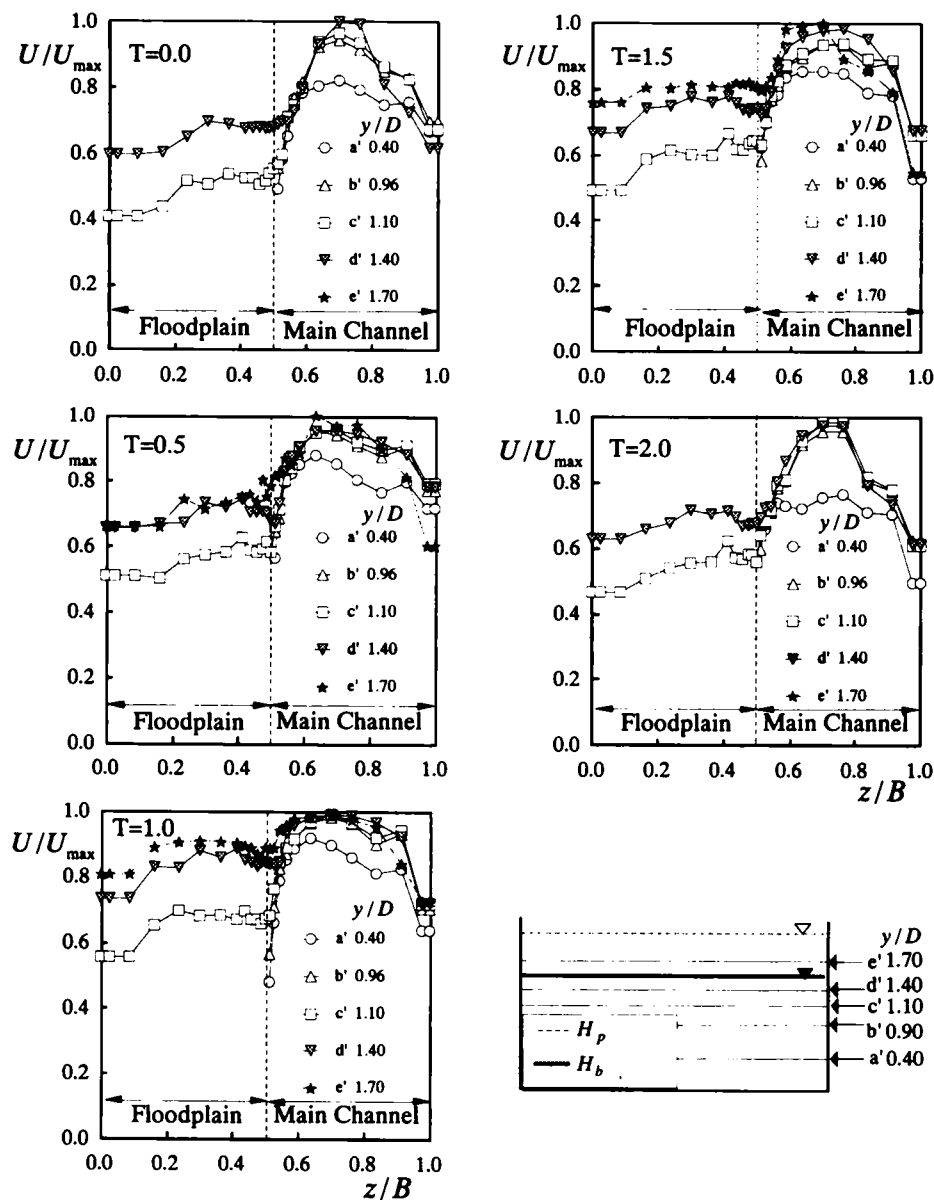


図-5.13 主流速の鉛直方向分布(HH60)

( $z/B = 0.25, y/D = 1.60$ )と高水敷中央部( $z/B = 0.75, y/D = 1.60$ )の主流速の差が約 1.1 倍と小さくなる。このことから、境界部付近における主流速の横断方向シアの構造や運動量輸送が流量変化とともに大きく変化することがわかる。さらに最大主流速の降下現象が水深増加とともに著しくなる。また最大主流速位置は全体的には水深増加にともない低水路側から境界部に移動するが、この原因の詳細は不明であり今後の課題である。

図-5.13 はケース HH60 の横断方向の代表的な列 ( $y/h_b = 0.40, 0.96, 1.10, 1.40$  および 1.70) における主流速  $U/U_{\max}$  の分布を示す。ベース時に低水路と高水敷の主流速に大きな差がみられるが、水深増加とともにこの差が小さくなる。図-5.14 は、ケース HH60 の鉛直方向の代表的な列 ( $z/B = 0.23, 0.49, 0.51$  および 0.76) における  $U/U_{\max}$  の分布を時系列に示したものであ

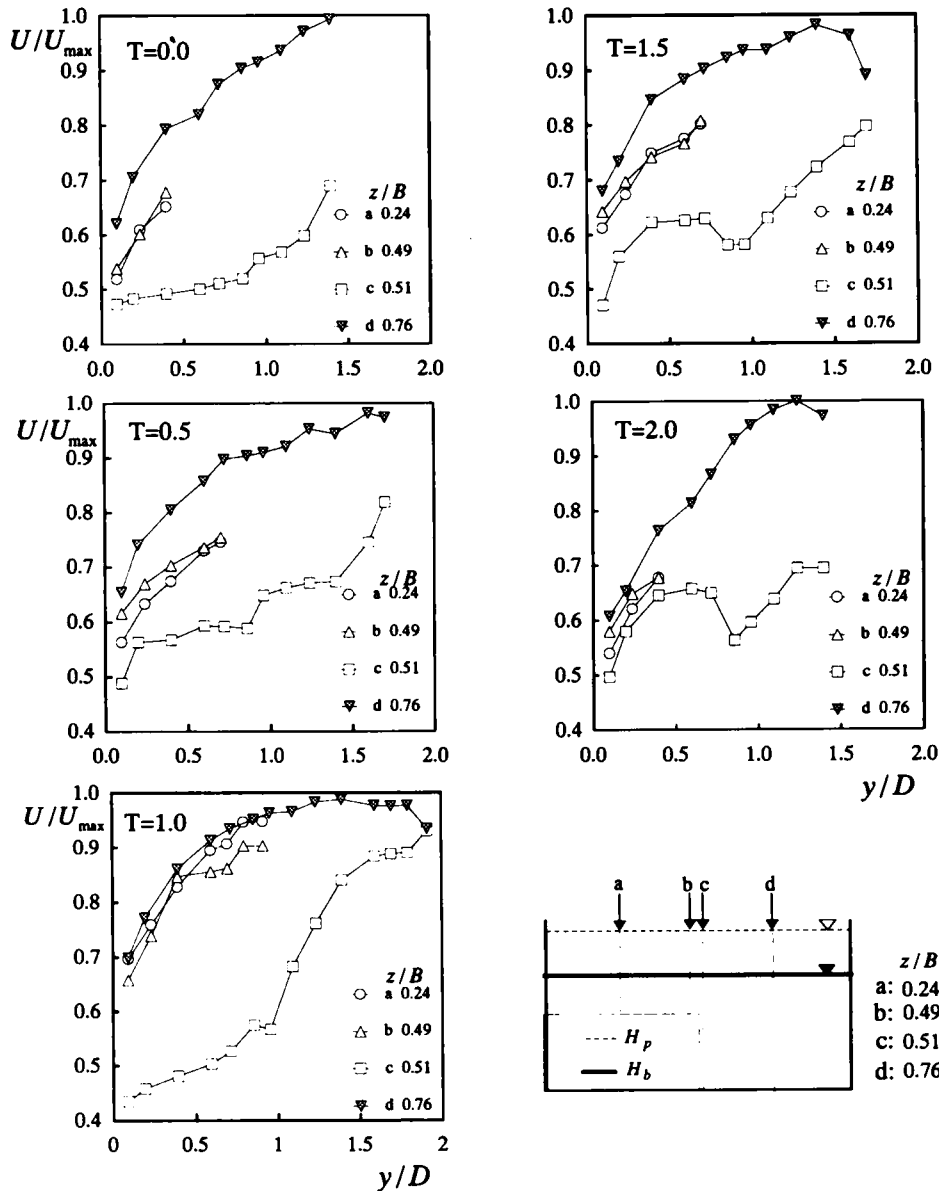


図-5.14 主流速の横断方向分布(HH60)

る。横軸には無次元距離  $y/D$  をとっているが、高水敷上の列 ( $z/B = 0.23$  および  $0.49$ ) については高水敷高さからの距離をとっている。 $z/B = 0.51$  においては高水敷側壁の影響で全期間において他の列よりも小さく、定常時だけでなく非定常時においても  $U$  の局所的な落ち込みが観察される。また水深ピーク時には高水敷上と低水路中心部における分布が、壁面に近い領域を中心にはほぼ一致する。

#### (7) 底面せん断応力分布特性

図 - 5.15 はケース HH60 の底面せん断応力  $\tau_w = \rho U^2$  の横断方向分布を時系列に示したものである。 $\tau_w$  はベース時における横断方向の平均底面せん断応力  $\bar{\tau}_w$  によって無次元化してある。



摩擦速度  $U_*$  は式(5.2)の滑面对数則によって、横断方向の各列について評価した。

$$U/U_* = \frac{1}{\kappa} \ln(yU_*/\nu) + A \quad (5.2)$$

ここで  $\kappa$  はカルマン定数、 $A$  は積分定数で、それぞれ鉛直2次元開水路流における普遍値 0.41 および 5.29 を与えた<sup>28)</sup>。全期間において低水路側の境界部付近で底面せん断応力  $\tau_w$  の局所的な減少が観察される。この特性はピーク時刻( $T=1.0$ )で最も顕著になる。また水深の増加とともに高水敷上の  $\tau_w$  が低水路の  $\tau_w$  よりも相対的に小さくなる。これは、前述した高水敷および低水路における主流速の横断方向分布と対応している。

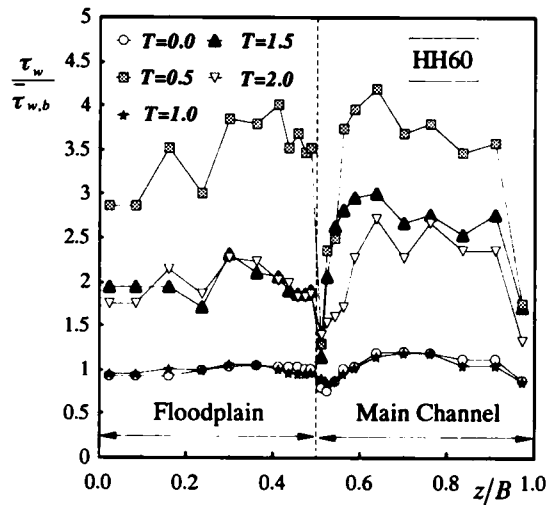


図-5.15 底面せん断応力分布横断方向分布(HH60)

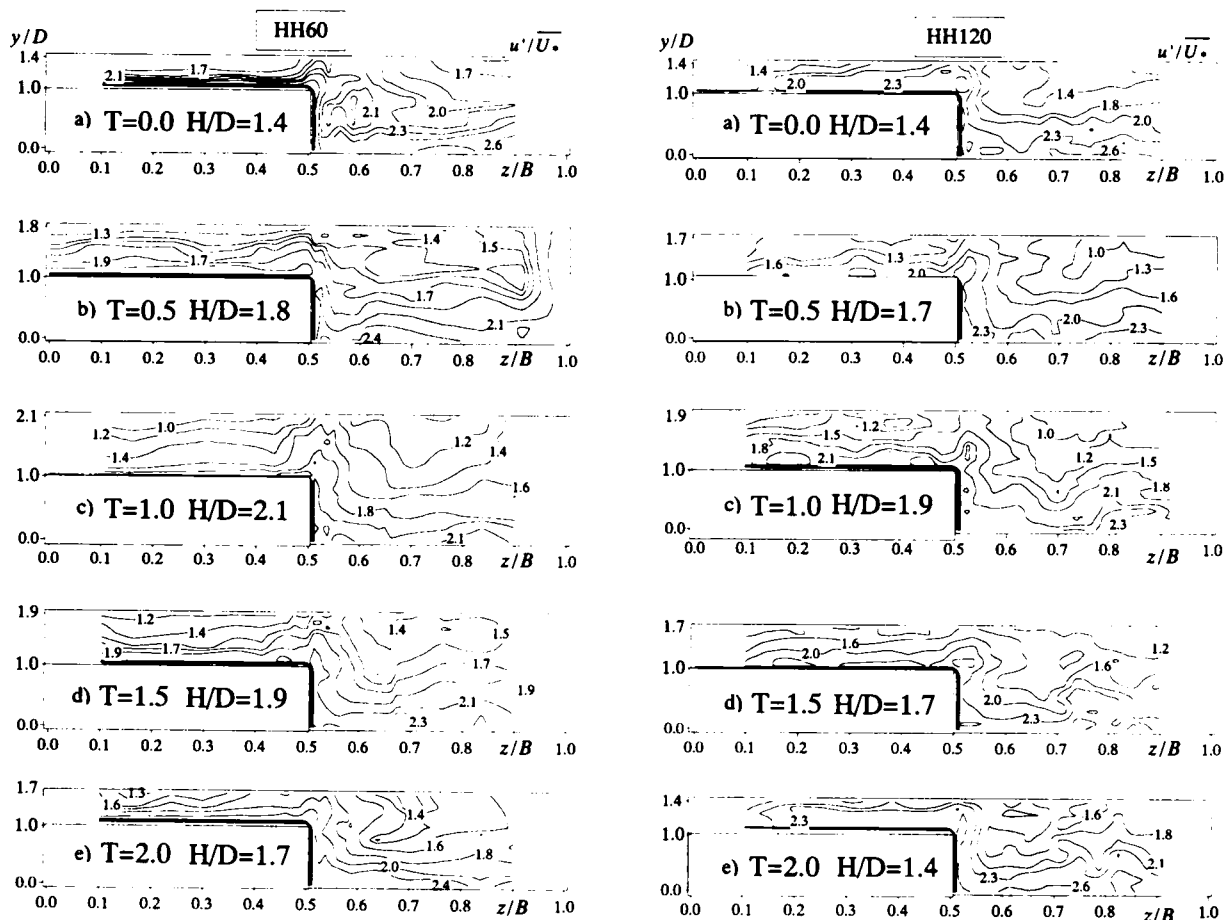


図-5.16 主流方向乱れ強度分布(左図：HH60，右図：HH120)

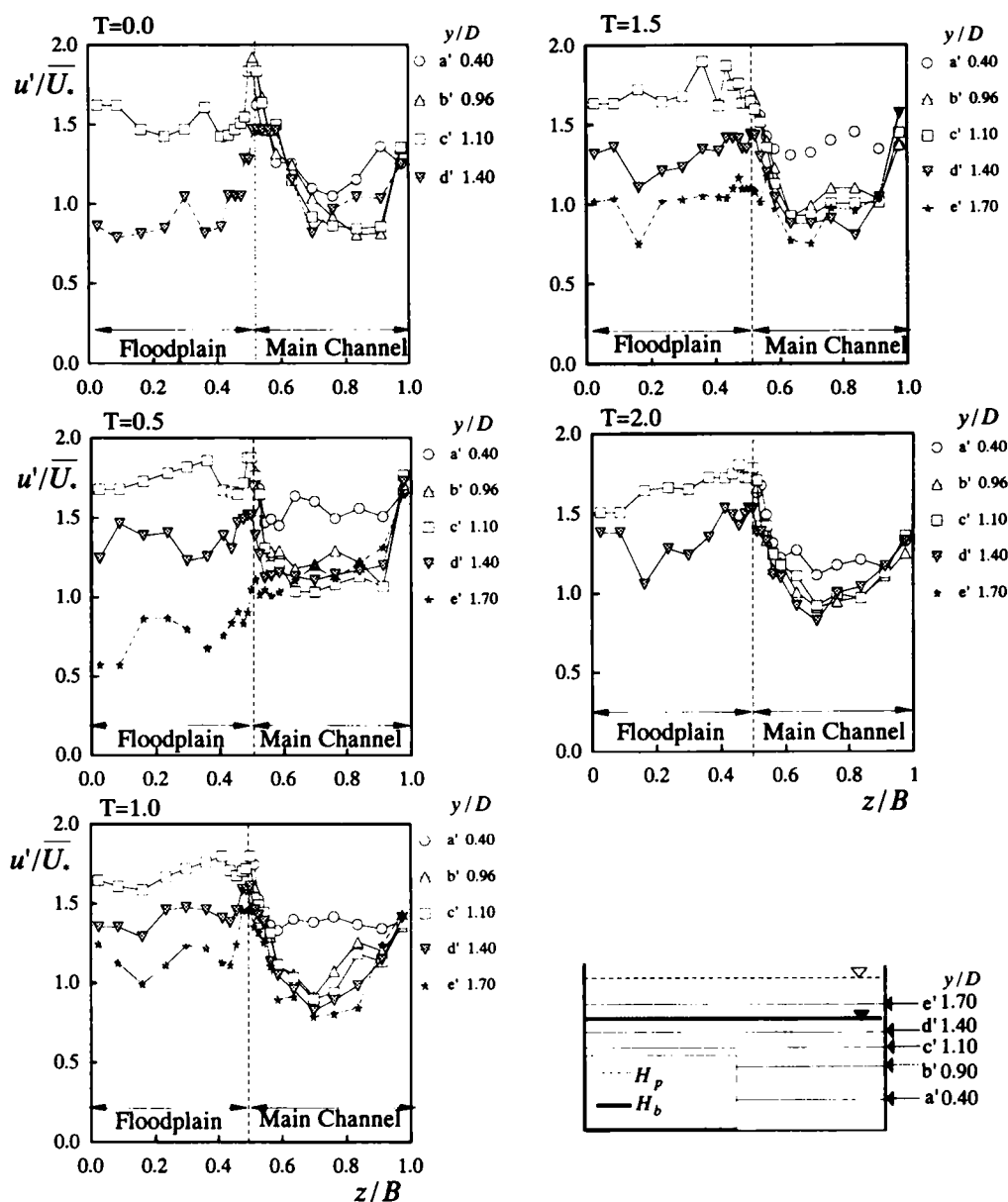


図-5.17 主流方向乱れ強度の横断方向分布(HH60)

### (8) 乱れ強度分布特性

図-5.16 に、ケース HH60 とケース HH120 における摩擦速度  $U_*$  で無次元化された主流方向の乱れ強度  $u'/U_*$  の等値線図を時系列に示す。この結果から全期間において、境界部付近で乱れ強度  $u'$  は極大領域をもつ。この特性は増水時 ( $T=0.5$ ) からピーク時刻 ( $T=1.0$ ) にかけて顕著である。また境界部から低水路の水面に向けて等値線が張り出している。HH60 では境界部付近の乱れ強度  $u'$  の等値線は若干くぼむ傾向がみられる。境界部付近では流量増加にともなって、流速の加速効果やシアアの時間変化および高水敷と低水路間の物質交換現象の時間変化などにより、流れの内部構造が定常時よりも複雑になって乱れが増幅されるものと思われる。

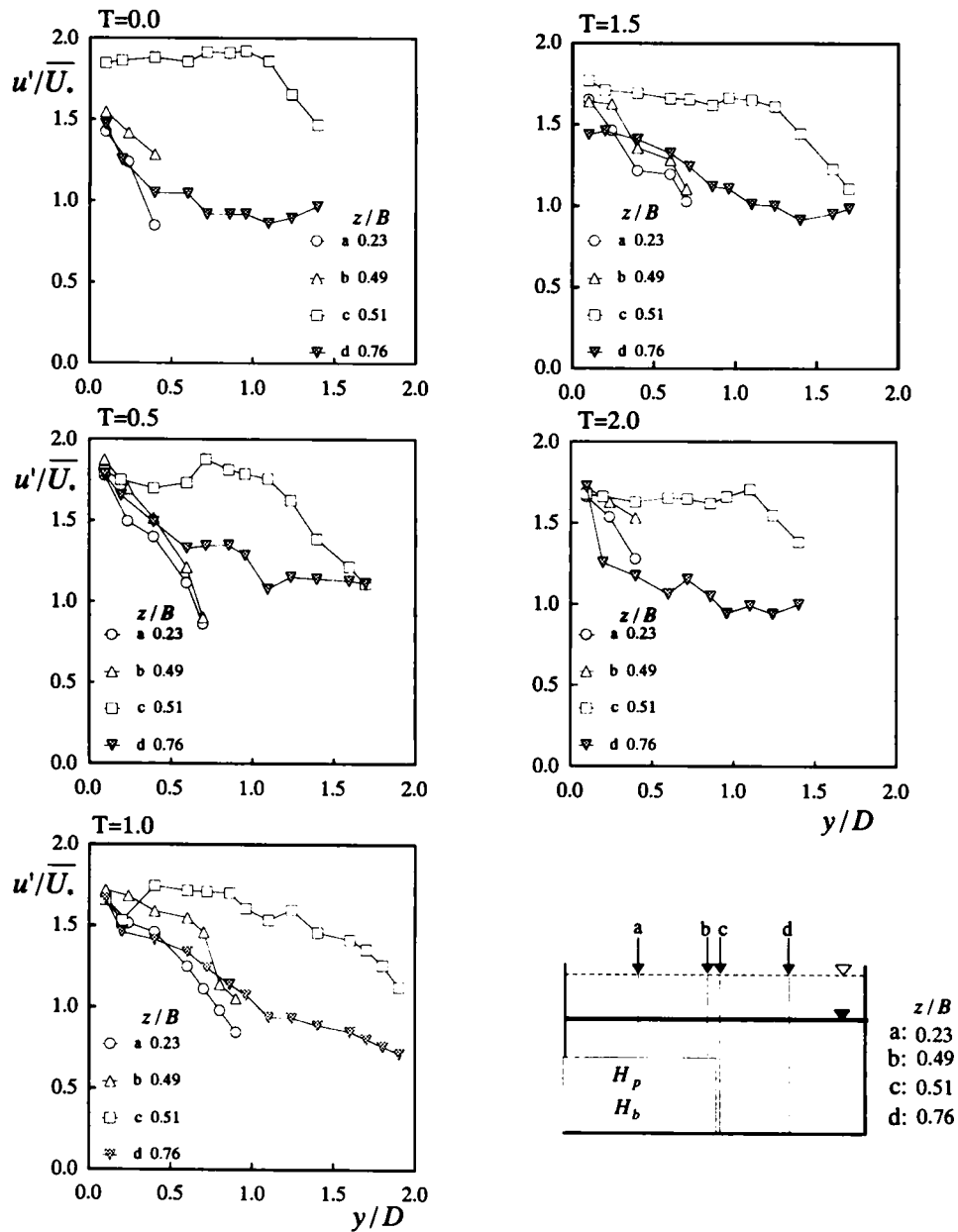


図-5.18 主流方向乱れ強度の鉛直方向分布(HH60)

図 - 5.17 は、ケース HH60 において横断方向の代表的な列 ( $y/h_b = 0.40, 0.96, 1.10, 1.40$  および  $1.70$ ) における  $u'/U$  の分布を時系列に示したものである。両ケースともに  $T=0.0$  において高水敷高さより上部にある列 ( $y/h_b > 1.0$ ) では、低水路側の境界部付近で乱れ強度  $u'$  は極大となっているが、流量増加とともに高水敷の  $u'$  が低水路よりも卓越する。この傾向は  $y/h_b = 1.10$  で最も顕著であり、 $T=2.0$  においても  $T=0.0$  の状態に完全に戻っていない。図 - 5.18 はケース HH60 における鉛直方向の代表的な列 ( $z/B = 0.25, 0.49, 0.51$  および  $0.76$ ) における  $u'/U$  の分布を時系列に示したものである。横軸には無次元距離  $y/D$  をとっているが、高水敷上の列 ( $z/B = 0.25$  および  $0.49$ ) については高水敷高さからの距離である。両ケースとも、

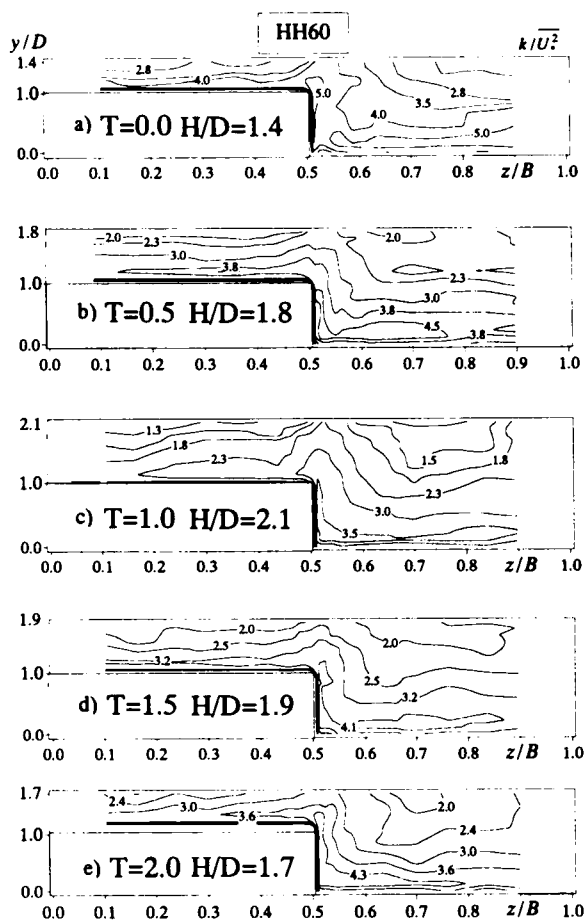


図-5.19 乱れエネルギー分布(HH60)

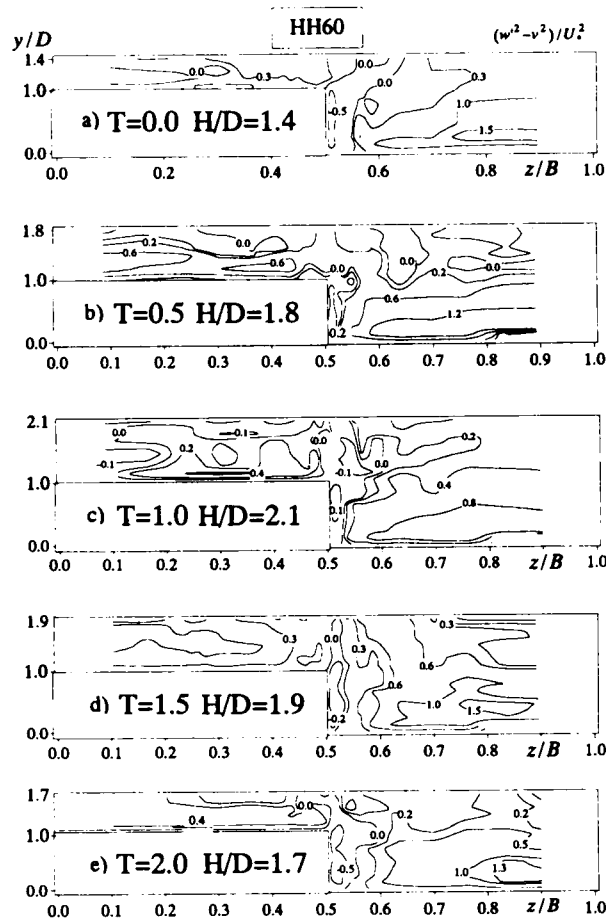


図-5.20 乱れ強度の垂直応力差(HH60)

全期間において  $z/B = 0.25$ ,  $0.49$  および  $0.76$  については  $u'$  は壁面近傍から水路の水面に向かって減少するという2次元開水路流の乱れ特性が現れている。

#### (9) 乱れエネルギー分布特性

図-5.19 にケース HH60 における無次元化乱れエネルギー  $k/U^2$  の分布を時系列に示す。 $k$  は3方向の乱れ強度  $u'$ ,  $v'$  および  $w'$  から次式によって定義される。

$$k = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2} \quad (5.3)$$

無次元乱れエネルギー  $k$  の等値線は、全期間において高水敷角部から低水路の水面に向かって斜め上方に張り出し極大領域が存在する。特に水深増加とともに高水敷から低水路の水面に向かって広がるのがわかる。この傾向は主流速分布と類似しており、乱れエネルギーの分布も2次流の影響を強く受ける。

#### (10) 垂直応力差分布特性

図-5.20 にケース HH60 における2次流の発生を支配する乱れ強度の垂直応力差  $(w'^2 - v'^2)$  を摩擦速度  $U$  で無次元化したものの時系列変化を示す。全期間において境界部付近で負の値をと

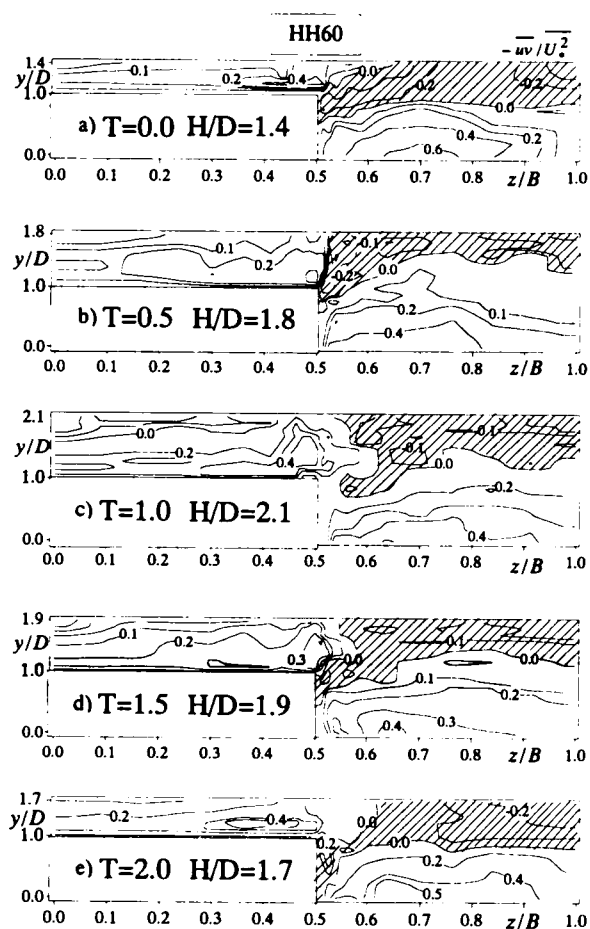


図-5.21 鉛直方向レイノルズ応力(HH60)

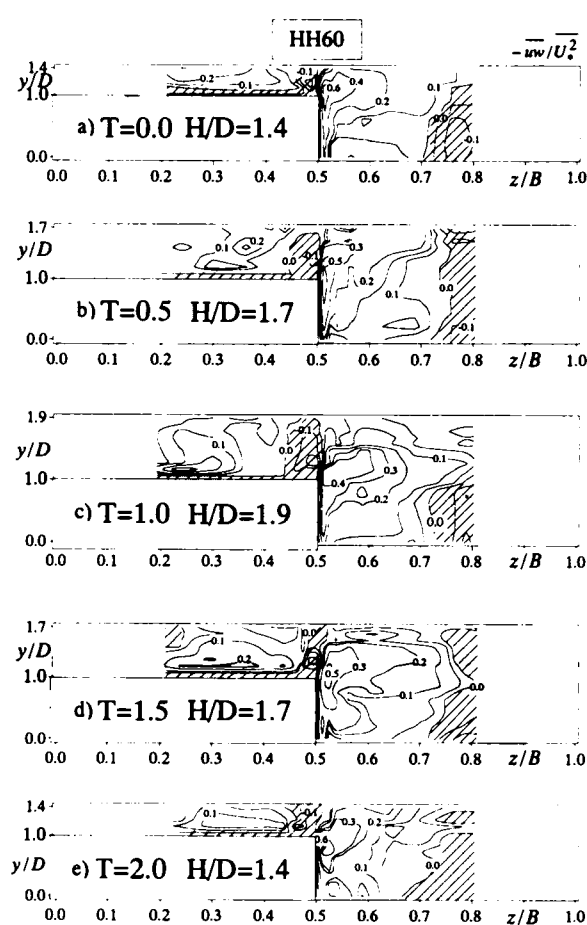


図-5.22 横断方向レイノルズ応力(HH60)

ることが確認できる。特に低水路中央部の壁面近傍で極大領域が存在し、水面に向かって減少する傾向がみられる。

#### (11) Reynolds 応力分布特性

図-5.21は、ケース HH60 とケース HH120 における摩擦速度  $U_*$  で無次元化した鉛直方向 Reynolds 応力  $-\overline{uv}/U_*^2$  の分布を時系列に示したものである。負の領域に図中に斜線を引いている。鉛直方向 Reynolds 応力  $-\overline{uv}/U_*^2$  は全期間において高水敷および低水路底面付近では正值をとる。また低水路と高水敷の境界部付近では負の分布が全期間において観察される。特にピーク時 ( $T=1.0$ ) においては  $z/B=0.6$  付近で負値が下方に入り込んでいる。この特性は鉛直方向の主流速勾配  $\partial U/\partial y$  が境界部で負になることや斜昇流の存在と大きく関係しているものと思われる。

図-5.22はケース HH60 における摩擦速度  $U_*$  で無次元化した横断方向 Reynolds 応力  $-\overline{uw}/U_*^2$  の分布を時系列に示したものである。ベース時には境界部で正值が卓越するが、水深増加時には、 $-\overline{uw}/U_*^2$  は境界部を中心に高水敷側では負値となり低水路側で正值となる。低水路中央部  $z/B=0.75$  付近より側壁側においても負の領域が観測できる。これは横断方向主流速勾配  $\partial U/\partial z$  の分布とも関係していると思われる。また境界部付近で低水路側に分布が張り出しているが、これは図-5.10で示した斜昇流によって  $-\overline{uw}/U_*^2$  が高水敷から低水路へ輸送されているものと考えられる。

## (12) 乱れの発生率分布特性

図-5.23 に水深  $H$  と摩擦速度  $U$ 、無次元化した乱れ発生率  $G^+$  の分布を時系列に示す。 $G^+$  は次式で定義した。

$$G^+ = \frac{GH}{U^3} \quad (5.4)$$

$$\text{ここで } G = -uv \frac{\partial U}{\partial y} - uw \frac{\partial U}{\partial z} \quad (5.5)$$

である。ベース時 ( $T=0.0$ ) において低水路底面、高水敷底面および高水敷側壁で乱れの発生率が卓越している。データのばらつきもみられるが、水深増加とともにこれらの領域に加えて境界部から低水路の水面に向けて極大領域が広がっている。境界部では低水深時で横断方向の主流速シアの存在が乱れの発生に大きく影響するが、高水深時には鉛直方向の主流速シアの効果も大きくなると考えられる。

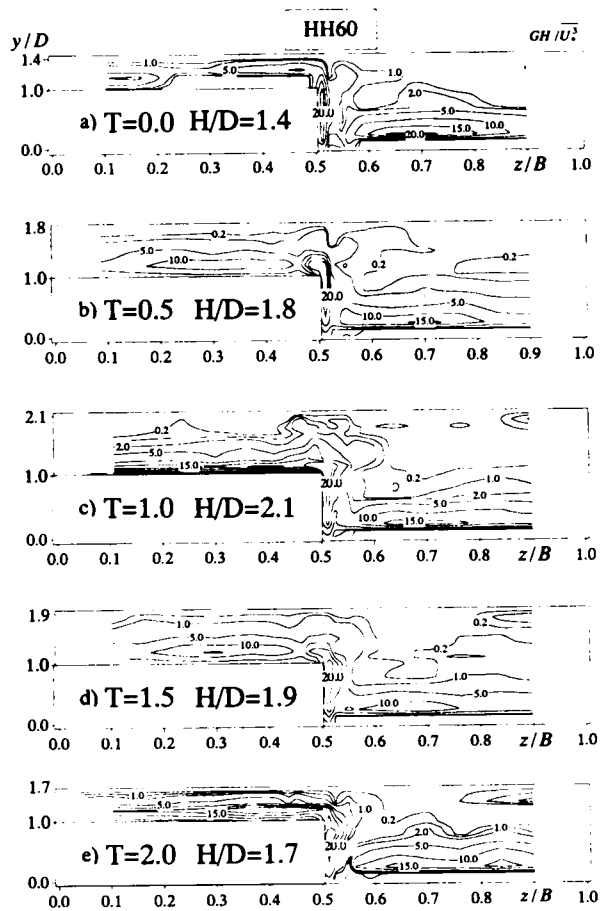


図-5.23 乱れエネルギーの発生率(HH60)

## 5.2.4 おわりに

本節では、非定常な複断面開水路流れを対象とし、LDA 計測を用いて 3 次元点計測を行った。本実験で得られたデータを解析し、乱流構造の非定常特性を中心に考察した。以下にそれらを要約して以下に示す。

- 1) 水深の時間変化は低水路と高水敷上ではほとんど差異がない。また主流速  $U$  は水深  $h$  よりも早くピークに達し、その結果  $U$  と  $h$  の時間変化は実河川の洪水流で観測されるループ特性を示す。ループ面積は、低水路の方が高水敷よりもループ面積が大きくなる。また非定常性にも依存し非定常性が大きいほど減水期に差異が顕著にみられループ面積が大きくなる。
- 2) 2 次流分布においては低水路と高水敷の境界部付近に斜昇流が観察されるが、増水期には水面上昇速度の影響で斜昇流の向きが鉛直に近くなる。一方、減水期には斜昇流の角度は水平に近づく。この斜昇流の時間変化特性が主流速や乱れ統計量の境界部付近における分布に大きな影響を与えるものと思われる。
- 3) ベース時には  $U$  や底面せん断応力  $\tau_w$  は高水敷と低水路で大きな差があるが、水深増加とともにこの差が小さくなり、主流速の横断方向シアが時間的に大きく変化する。この特性は 2 次流構造とともに実河川洪水流で観察される土砂輸送機構に影響を与えると思われる、環境水

理学上において重要な知見である。

- 4)鉛直方向レイノルズ応力  $-\overline{uv}$  は斜昇流の影響で境界付近の正負の領域が時間変化する。一方、横断方向レイノルズ応力  $-\overline{uw}$  は、ベース時では境界部で正值が卓越するが、かぶり水深の増加とともに高水敷上に負値の領域が発生し2極構造となる。

### 5.3 単断面から複断面への遷移を有する非定常開水路乱流の実験的研究

#### 5.3.1 はじめに

一般に実河川の洪水流では、単断面から複断面への断面遷移過程を有する。遷移ステージには内部構造が複雑に時間変化するものと考えられ、この遷移プロセスにおける水理特性や乱流構造を解明することは、実河川の洪水流に特有の土砂輸送問題を解決するために不可欠である。第1章で述べたように非定常開水路流れに関する研究は、水理実験や計算流体力学手法により盛んに行われてきたが、そのほとんどが鉛直2次元および平面2次元的なものであるため、ここで対象とする非定常流れの3次元の内部構造や乱流特性は現在でも未解明点が多い。特に単断面から複断面へ遷移する流れは実際問題として非常に重要であるに関わらず、この流れ場の横断面構造や乱流構造に関する研究は少ない。最近、福岡・渡邊(2002)<sup>26)</sup>は平面2次元モデルを用いて複断面河道の非定常計算を行っているが、乱流構造や2次流効果等の横断面特性は扱っていない。したがって本節では、単断面から複断面に遷移する非定常な開水路流れを扱い、その内部構造の時間変化特性を実験的に解明する。

#### 5.3.2 実験条件

水理実験は基本的に5.2節と同じ実験水路および計測システムで行った。本節では、ベース流量時には単断面流れで流量増加とともに複断面流れへと遷移する非定常開水路乱流を対象とした(図-5.24)。表-5.2に実験条件を示す。本実験は増水時間 $T_d$ を変えた非定常性の異なる2ケース(ケース名TH60, TH120)について行った。それぞれ増水時間 $T_d$ は5.2節と同様に60秒と120秒である。両ケースとも、流量の時間変化は三角波で与えピーク流量はベース流量の約6倍になるように設定されている。水深の最大増加幅 $\Delta H_p$ に置き換えるとベース水深の約1倍である。

#### 5.3.3 実験結果とその考察

##### (1) 2方向の計測間の誤差

実験結果の考察の前に5.2節と同様に2方向の計測間( $U$ - $V$ 計測および $U$ - $W$ 計測)の主流速 $U$ の計測誤差を検定する。図-5.25にそれぞれの計測によってえられた $U$ の時系列を示す。ケースTH60の低水路中央部( $z/B=0.75$ ,  $y/D=0.8$ )および高水敷中央部( $z/B=0.25$ ,  $y/D=1.2$ )の2点を対象にした。誤差が最も大きくなると思われる水深ピーク時におけるそれぞれの誤差は1.82%および1.49%と2方向の計測間の誤差は非常に小さく、本節での解析および考察上の

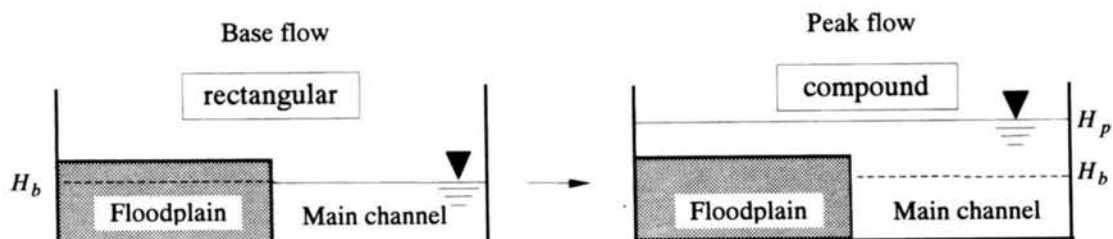


図-5.24 単断面から複断面へ遷移する非定常開水路流れ



表-5.2 実験ケース

case	$H_b$ (cm)	$H_p$ (cm)	$B_f/B$	$H_b/D$	$H_p/D$	$Q_b$ (l/s)	$Q_p$ (l/s)	$U_{m_b}$ (cm/s)	$U_{m_p}$ (cm/s)	$T_d$ (s)	$\alpha$ ( $\times 10^{-3}$ )
TH60	4.0	8.3	0.5	0.8	1.6	2.3	13.8	28.8	59.4	60	1.62
TH120	4.0	8.0	0.5	0.8	1.6	2.3	13.8	28.8	62.7	120	0.72

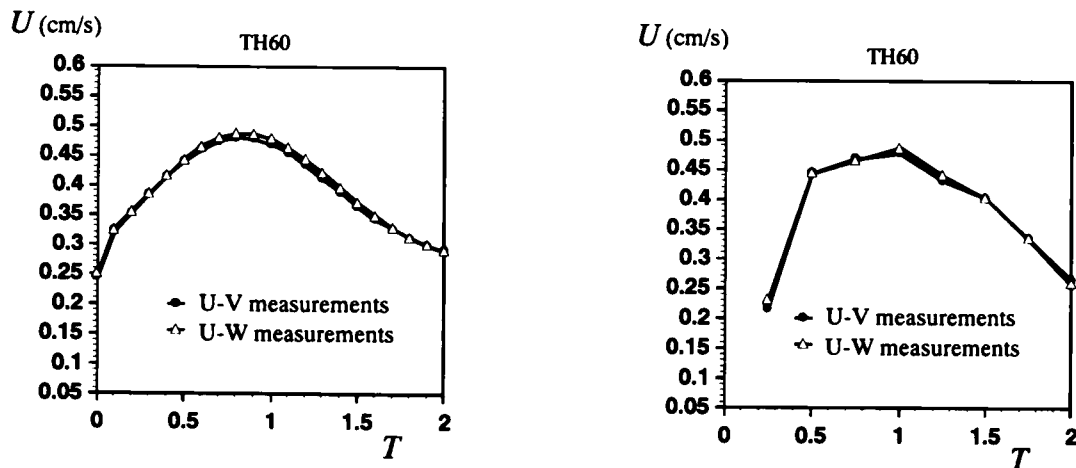


図-5.25 2方向のプロープ間の主流速比較

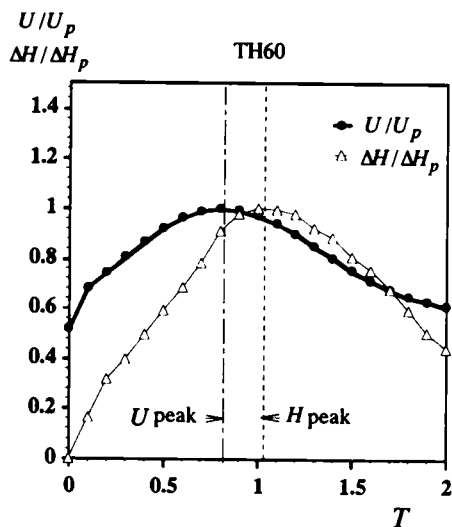


図-5.26 主流速と水深の時間変化

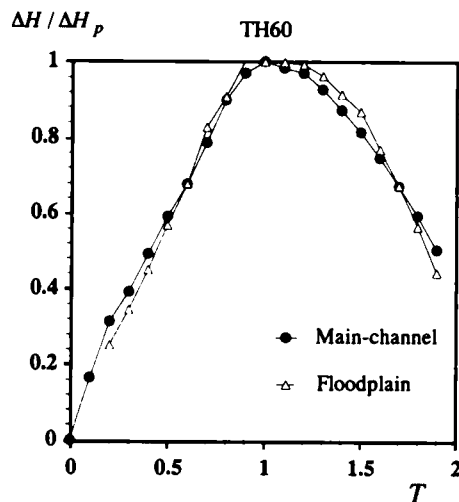


図-5.27 低水路と高水敷の水深変化

影響はないものと判断する。

## (2)主流速と水深の時間変化

図-5.26はケースTH60の低水路の中央部 ( $z/B=0.74$ ,  $y/h_b=0.89$ ) における主流速  $U$  と水深  $H$  の時間変化を示したものである。前章の全ステージにおいて複断面流れであるケースHH60およびHH120と同様に、主流速  $U$  と水深  $H$  の間にはピーク時刻差  $T_{lag}$  があり、主流速  $U$  のほうが水深  $H$  よりも早くピークに達することがわかる。図-5.27は低水路中央部と高水敷中央部における水深変化を示したものである。複断面時において、低水路と高水敷の水深に関

する時間変化はほぼ一致しており、水深の時間変化特性は横断方向にほとんど変化しないことがわかる。

### (3) 水深勾配の時間変化

図-5.28 は流下方向の3つの波高計から求めた低水路の中心 ( $z/B=0.74$ ,  $y/h_b=0.89$ ) における水深勾配  $dH/dx$  の時間変化をケース TH60 と TH120 のそれぞれについて示したものである。ケース TH60 では、増水期 ( $0 < T < 1.0$ ) で負に減水期 ( $1.0 < T < 2.0$ ) で正になる。すなわち、増水期  $T=0.5$  の水深は上流側から増加し、時間とともにピーク水深は下流へ輸送される。またこの図から非定常性の大きな TH60 の方が TH120 よりもこの傾向が若干顕著であることがわかる。

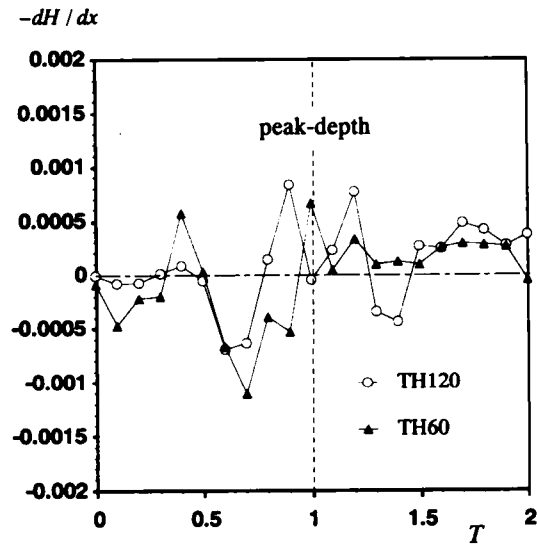


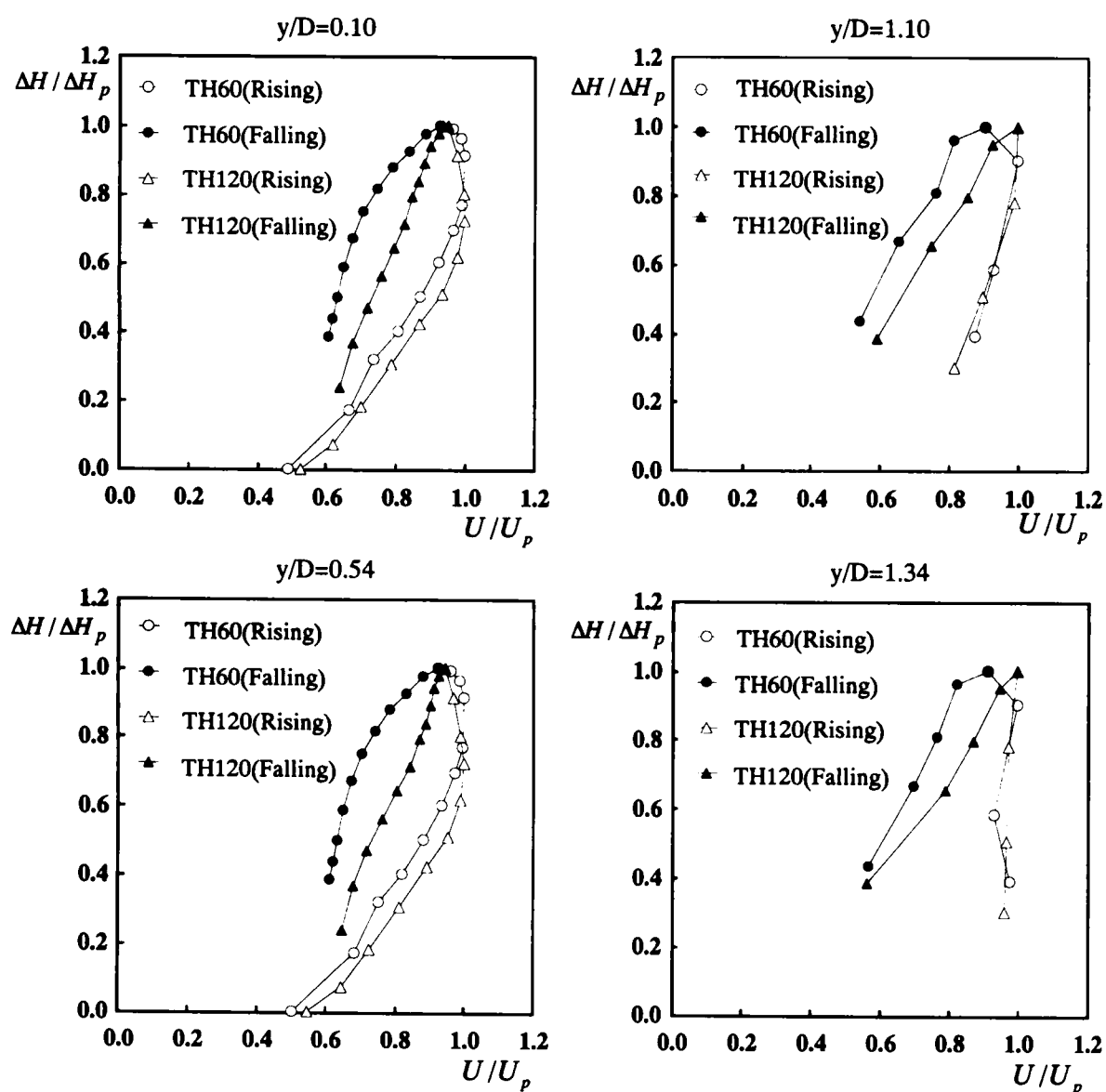
図-5.28 水深勾配の時間変化

### (4) ループ特性

図-5.29(a)および(b)はそれぞれケース TH60 と TH120 の低水路中央部と高水敷中央部における各点の水深  $H$  と主流速  $U$  の時間変化を示したものである。横軸に  $U/U_p$ 、縦軸に  $\Delta H/\Delta H_p$  を取っている。両ケースともに水深増加領域を含めた全ての点で反時計回りのループを描く。この結果から単断面から複断面への遷移を有する非定常流れにおいても、主流速のピーク時刻が水深のピーク時刻より早く現れることによるループ特性をもつことが確認できる。またループ面積も非定常性が強いほど大きくなっている。さらに両ケースとも高水敷側よりも低水路側の方がループの面積が大きいことが観察されるが、これは5.2節で扱った全期間において複断面である非定常開水路流れと同様に、低水路側の主流速の方が高水敷に比べて大きいことに起因するものと思われる。

### (5) 2次流分布特性

図-5.30 はケース TH60 の2次流 ( $\sqrt{V^2+W^2}$ ) の等値線図をタイムステージごとに示したものである。この5つの図は各タイムステージの断面最大主流速  $U_{max}$  で無次元化してある。横軸は水路幅方向を表し水路幅  $B$  で無次元化しており、 $z/B=0.5$  の位置が高水敷と低水路の境界部になる。縦軸は高水敷高さ  $D$  で無次元化している。ベース時 ( $T=0.0$ ) は高水敷側壁の水面付近に水面渦が観察される。増水時 ( $T=0.5$ ) には境界部付近で斜昇流が発生するとともに、境界部から高水敷側に横断方向の流れが生じる。ピーク時 ( $T=1.0$ ) において斜昇流は増水時 ( $T=0.5$ ) のように存在する。しかし、境界部から高水敷上のベクトルの傾きは増水時 ( $T=0.5$ ) と比較してより鉛直方向に傾いている。一方減水時 ( $T=1.5$ ) では高水敷から低水路への流れが発生し、増水時 ( $T=0.5$ ) とは逆の特性がみられる。この結果から直線型河道の洪水時に起こる土砂やヘドロの高水敷への堆積は2次流による役割が大きいものと予想される。すなわち土砂は、増水


 図-5.29(a) 低水路中央部 ( $z/B = 0.75$ ) におけるループ特性

時には低水路から高水敷への流れによって輸送され、水深ピーク時から減水時にかけて沈降および堆積するものと考えられる。

#### (6) 渦度分布特性

図 - 5.31 は TH60 における次式で定義される渦度  $\omega$  の分布を時系列に示したものである。

$$\omega = \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial y} \quad (5.6)$$

ベース時 ( $T = 0.0$ ) は高水敷側壁付近の水面側に正、底面側に負の分布がみられるが、これは水面渦と底面渦の存在領域である。増水時 ( $T = 0.5$ ) および減水時 ( $T = 1.5$ ) の高水敷上では、一方向

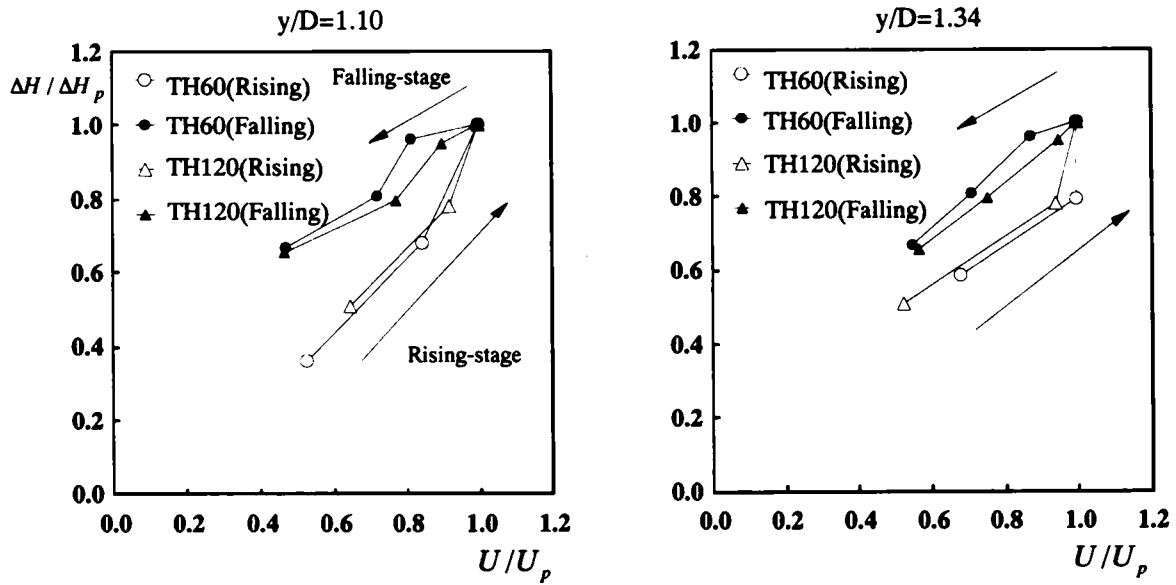


図-5.29(b) 高水敷中央部 ( $z/B = 0.25$ ) におけるループ特性

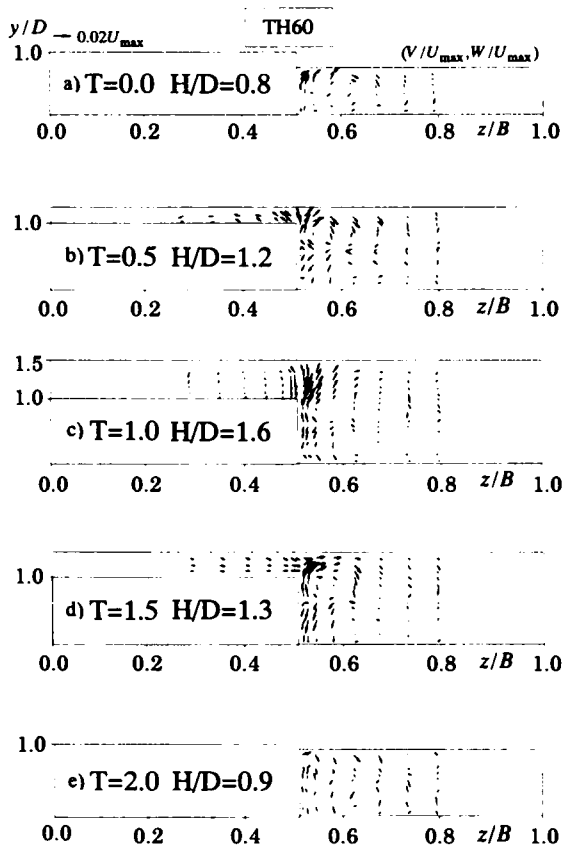


図-5.30 2次流分布(TH60)

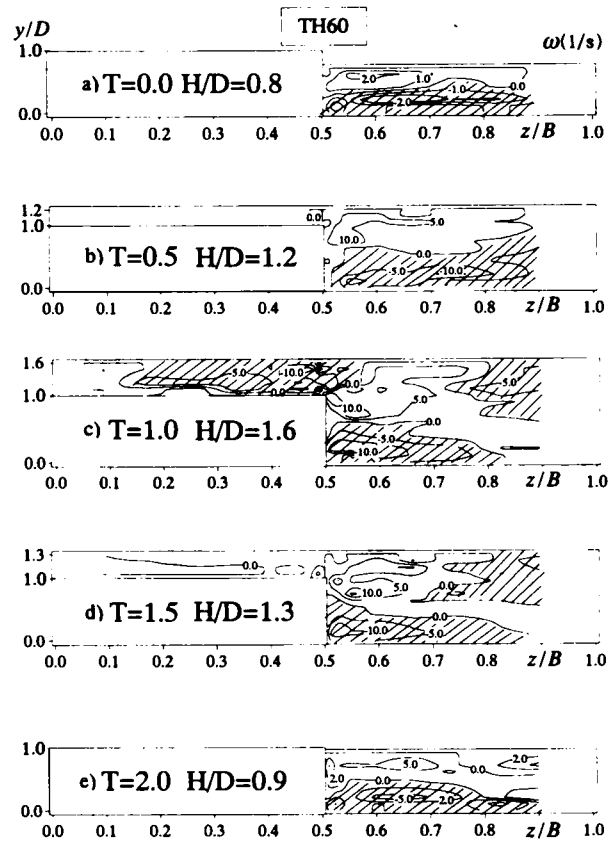


図-5.31 渦度分布(TH60)

の流れであるので渦度はほぼゼロである。ピーク時( $T=1.0$ )には底面渦と同じ反時計回りの渦が高水敷上に認められる。

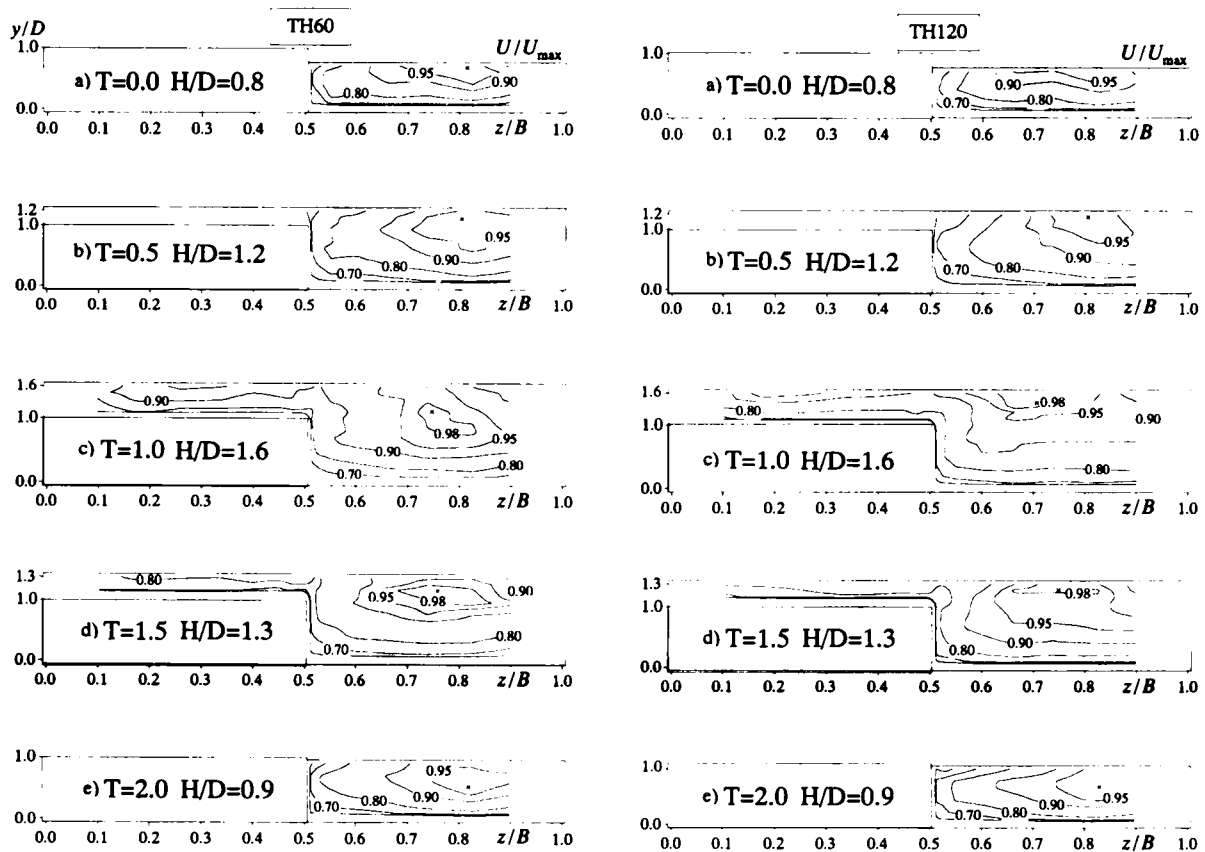


図-5.32 主流速分布(左図：TH60，右図：TH120)

(×印は最大主流速点を示す)

#### (7)主流速分布特性

図-5.32はケースTH60とTH120の平均主流速 $U/U_{\max}$ の等値線図を時系列に示したものである。水深増加とともに流れが高水敷に移行するが、ピーク時( $T=1.0$ )には両ケースとも境界部付近で低水路水面側斜め上方に等値線が張り出している。またケースTH60の最大主流速点は、ベース時( $T=0.0$ )では自由水面近くにあり、流量増加とともに境界部に近づきながら降下しピーク時( $T=1.0$ )では高水敷高さ付近に移動する。そして再びベース時( $T=2.0$ )では半水深位置になりVelocity-dip現象が起こっていることがわかる。ケースTH120の最大主流速点は、ケースTH60と同様に水深増加にともない境界部に近づきベース時( $T=2.0$ )で半水深位置に降下するが、ピーク時( $T=1.0$ )での最大主流速点降下はケースTH60に比べ小さいことがわかる。このことから非定常性によるケース間の差異はピーク時で顕著である。一方、ベース流への復帰時 $T=2.0$ には両者にはほとんど差異がない。図-5.33はケースTH60における横断方向の代表的な列( $y/h_b = 0.40, 0.90, 1.08$ および $1.26$ )における主流速 $U/U_{\max}$ の分布を時系列に示したものである。 $y/h_b = 1.08$ の列において、高水敷への氾濫直後の増水時( $T=0.5$ )において主流速 $U$ は低水路と高水敷の差が顕著になり、低水路のピーク値は高水敷の約2倍大きい。一方、水深ピーク時( $T=1.0$ )には高水敷の流速が大きくなることでこの差は小さくなる。この結果から、氾濫直後から水深ピーク時まで横断方向の流速勾配 $\partial U / \partial z$ が大きく時間変化することが示唆される。

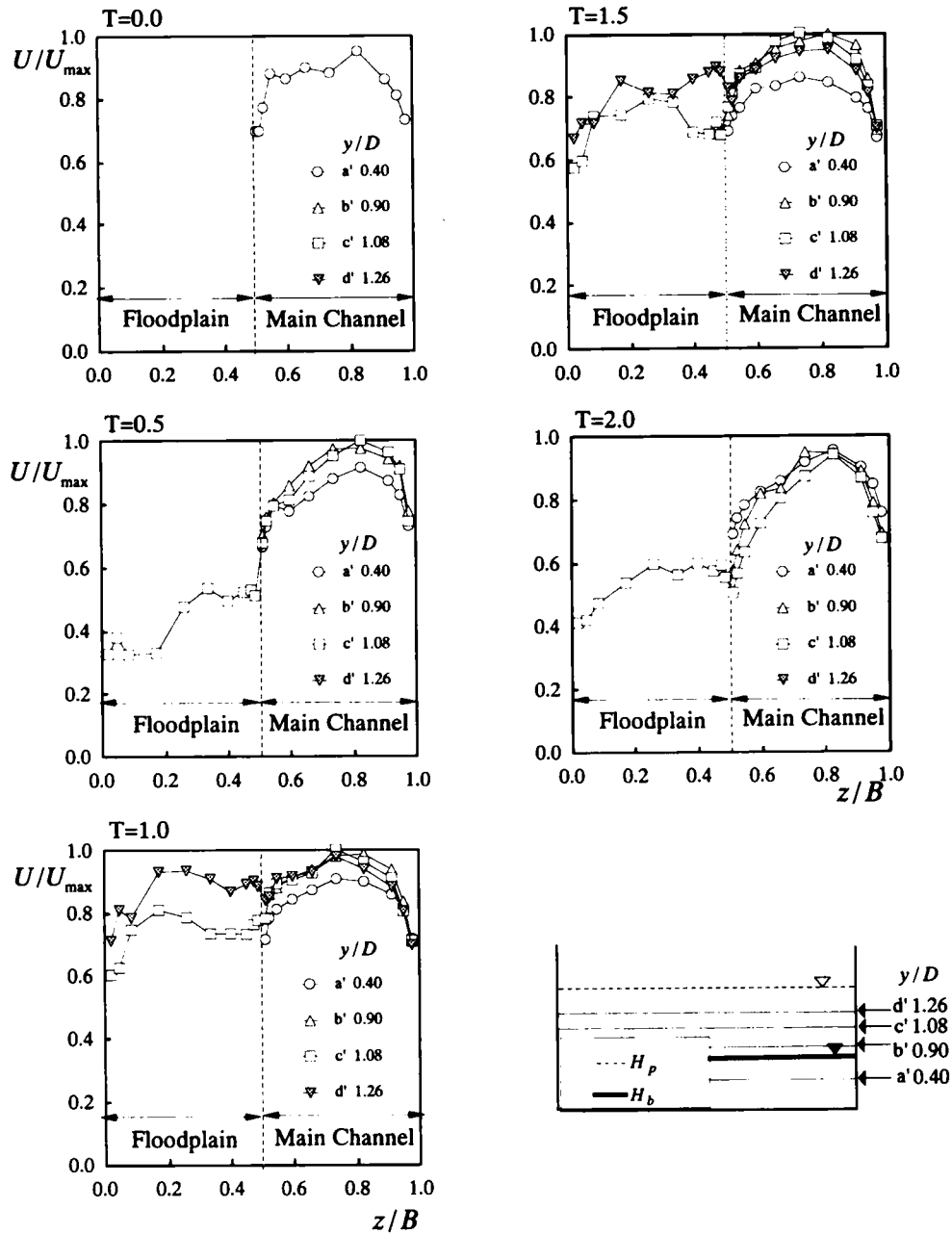


図-5.33 主流速の横断方向分布(TH60)

図-5.34 はケース TH60 における鉛直方向の代表的な列 ( $z/B = 0.26$ ,  $0.49$ ,  $0.51$  および  $0.74$ ) における  $U/U_{\max}$  の分布を時系列に示したものである。横軸には無次元距離  $y/D$  をとっているが、高水敷上の列 ( $z/B = 0.26$  および  $0.49$ ) については高水敷高さからの鉛直距離をとっている。高水敷中心部 ( $z/B = 0.26$ ) と低水路中心部 ( $z/B = 0.76$ ) の差は氾濫直後 ( $T = 0.5$ ) から水深増加とともに減少し、水深ピーク時 ( $T = 1.0$ ) にはほぼ一致する。また低水路側境界部 ( $z/B = 0.51$ ) において、増水時 ( $T = 0.5$ ) では複断面流れであるが主流速の鉛直分布は単断面形状の分布と類似している。この後の増加したピーク時 ( $T = 1.0$ ) および減水時 ( $T = 1.5$ ) には水面付近に極大値をもつ。

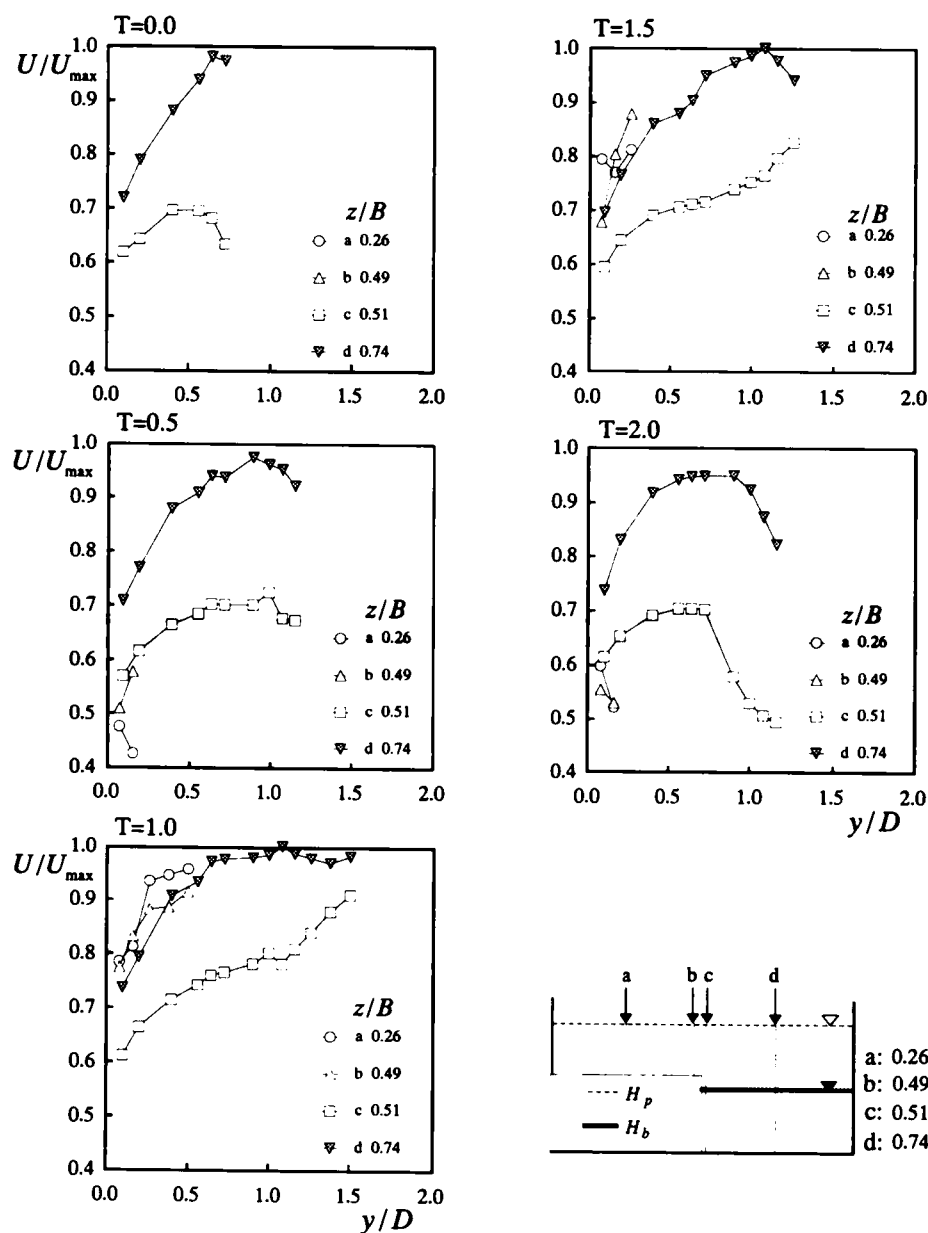


図-5.34 主流速の鉛直方向分布(TH60)

底面から高水敷高さまでの領域までは緩やかに上昇し、高水敷高さ付近から急激に上昇する。すなわち氾濫直後に鉛直方向に大きなシアが発生することがわかる。

#### (8)底面せん断応力分布特性

図-5.35はケースTH60とTH120の底面せん断応力 $\tau_w$ の横断方向分布を時系列に示したものである。 $\tau_w$ は横断方向の平均底面せん断応力 $\overline{\tau_w}$ によって無次元化してある。5.2節と同様に $\tau_w$ は対数則から求めた摩擦速度 $U_*$ によって評価した。ベース時( $T=0.0$ )においては低水路における主流速の横断方向分布と同様に低水路中央部で極大値をもつ。高水敷への氾濫直後の状態( $T=0.5$ )においては、低水路と高水敷における $\tau_w$ の差が極めて大きい。これはこのタイムス

テージにおいて高水敷の主流速が低水路の主流速よりもはるかに小さいためである。また水深ピーク時( $T=1.0$ )には高水敷と低水路の中央部において $\tau_w$ は同程度の極大値をもち、境界部で局所的な落ち込みを持つ2極分布となる。その後、水深減少とともに再び低水路の $\tau_w$ が高水敷よりも卓越してベースフロー時( $T=0.0$ )の分布に戻る。

#### (9) 乱れ強度分布特性

図-5.36 は、ケース TH60 とケース TH120 における摩擦速度で無次元化した主流方向の乱れ強度  $u'/U$  の等値線図を時系列に示す。

この図から、低水路における  $u'/U$  の分布は、両ケースとも全時間ステージにおいて低水路底面部で極大値をもち、水面に向かって減少する。また非定常性の大きいケース TH60 では高水敷への氾濫直後 ( $T=0.5$ ) には低水路から高水敷への張り出しが観察される。一方、減水時 ( $T=1.5$ )

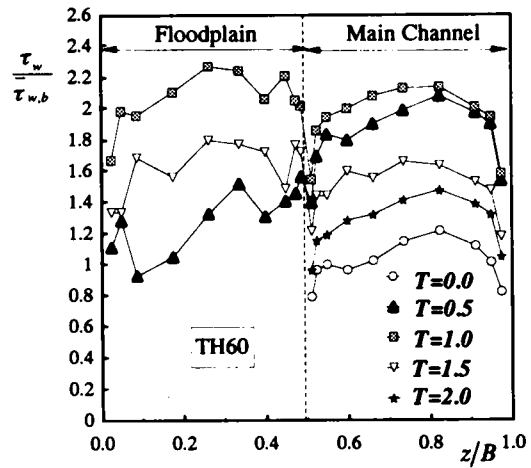


図-5.35 底面せん断応力の分布(TH60)

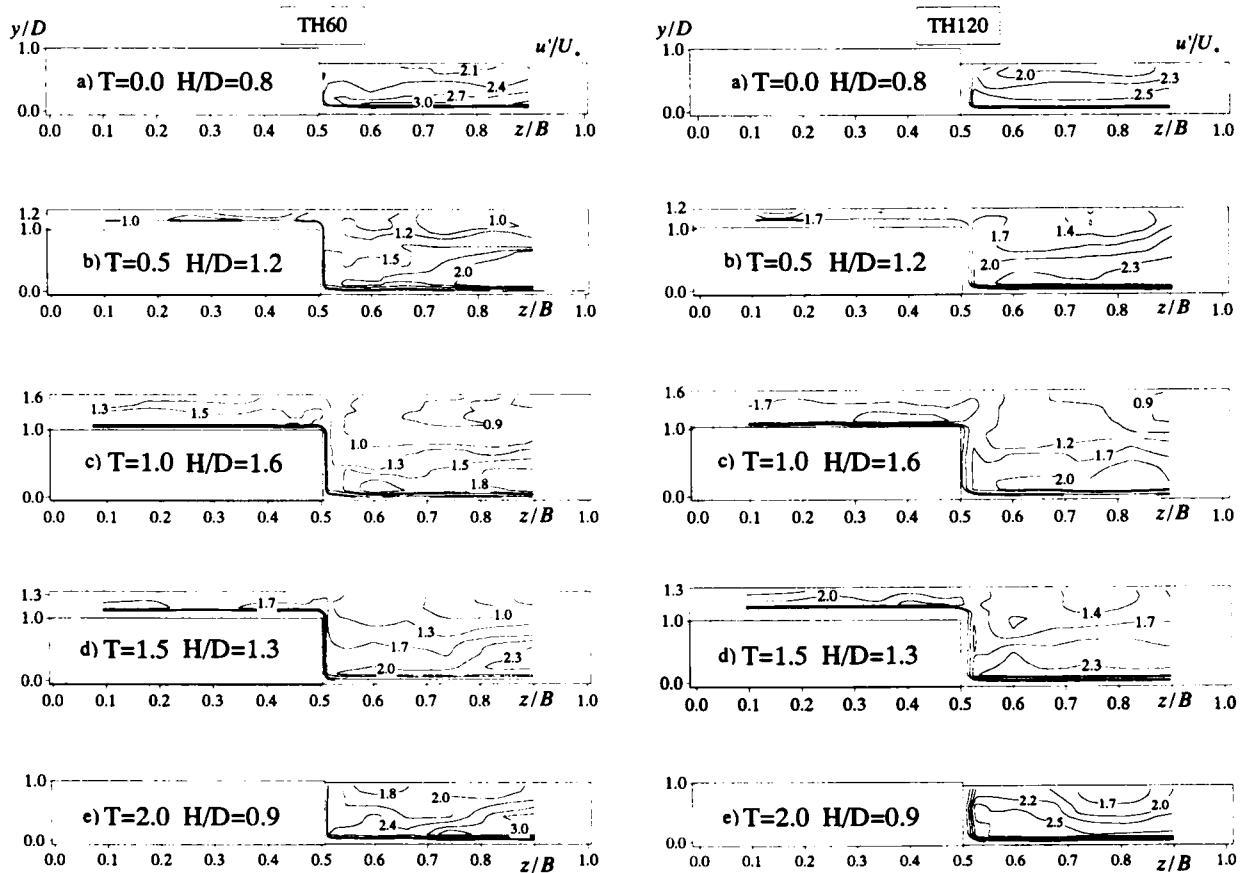


図-5.36 主流方向乱れ強度分布(左図: TH60, 右図: TH120)



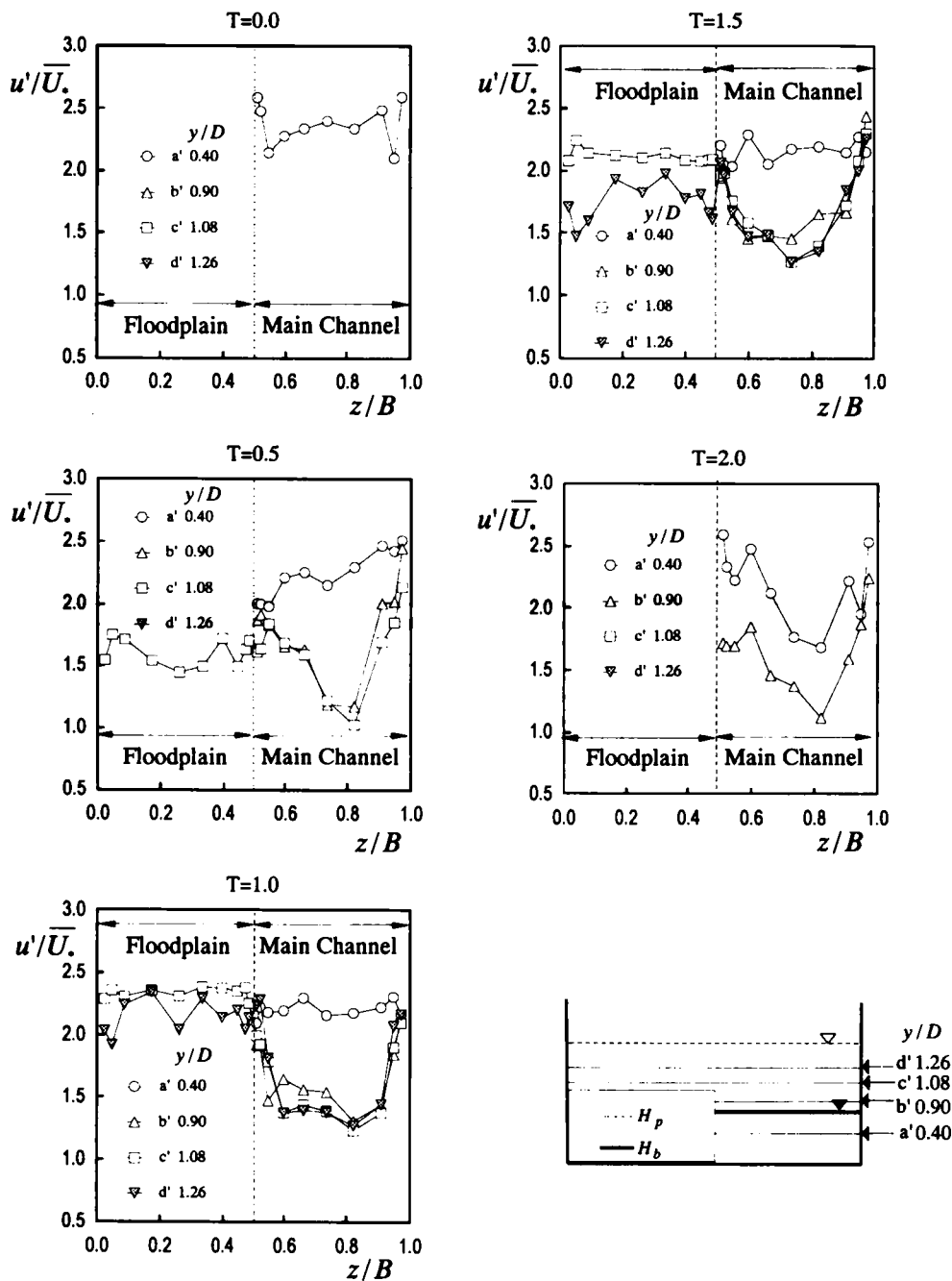


図-5.37 主流方向乱れ強度の横断方向分布(TH60)

には増水時とは反対に高水敷から低水路への張り出しがみられる。この分布特性は2次流の影響によるものと考えられる。ピーク時刻( $T=1.0$ )には境界部付近の2次流が小さいためにこのような張り出しはみられない。

図-5.37はケースTH60における横断方向の代表的な列( $y/h_b = 0.40, 0.90, 1.08$ および $1.26$ )における $u'/U$ の分布を時系列に示したものである。同じ高さ位置では、複断面ステージにおいては低水路よりも高水敷の方が $u'$ の分布は大きい。高水敷の壁面上で大きな速度勾配

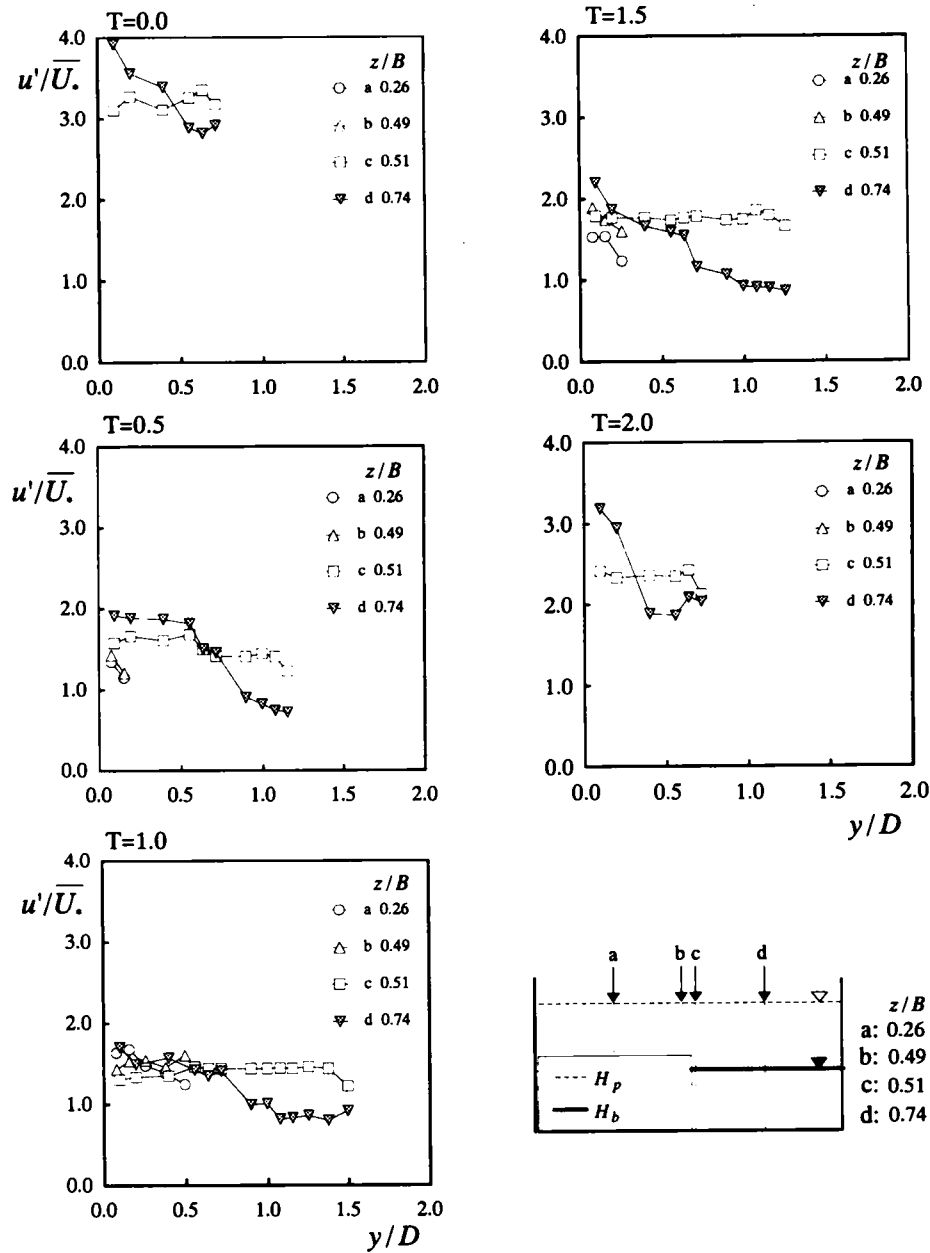


図-5.38 主流方向乱れ強度の鉛直方向分布(TH60)

$(\partial U / \partial y)$ によって低水路側よりも強い乱れが誘起され则认为られる。図-5.38はケースTH60の鉛直方向の代表的な列 ( $z/B = 0.26, 0.49, 0.51$ および $0.76$ )における $u'/U$ の分布を時系列に示したものである。横軸には無次元距離 $y/D$ をとっているが、高水敷上の列 ( $z/B = 0.26$ および $0.49$ )については高水敷高さからの距離をとっている。全ステージで、 $z/B = 0.26, 0.49$ および $0.76$ については $u'$ の分布は壁面近傍から水面に向かって減少するが、低水路の境界付近の $z/B = 0.51$ においてはこの他の列よりも緩やかに減少する。

#### (10) 乱れエネルギー分布特性

図-5.39はケースTH60における摩擦速度 $U_*$ で無次元化された乱れエネルギー $k$ の分布を時

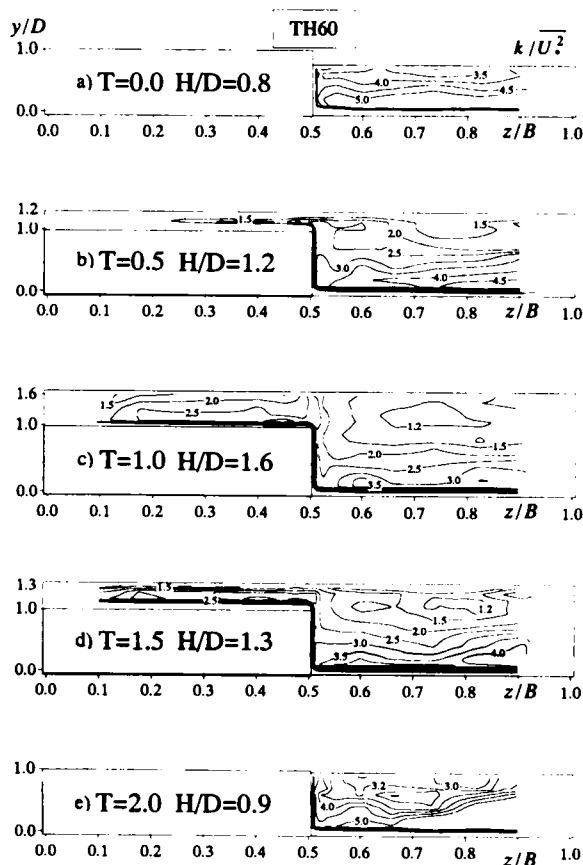


図-5.39 乱れエネルギー分布(TH60)

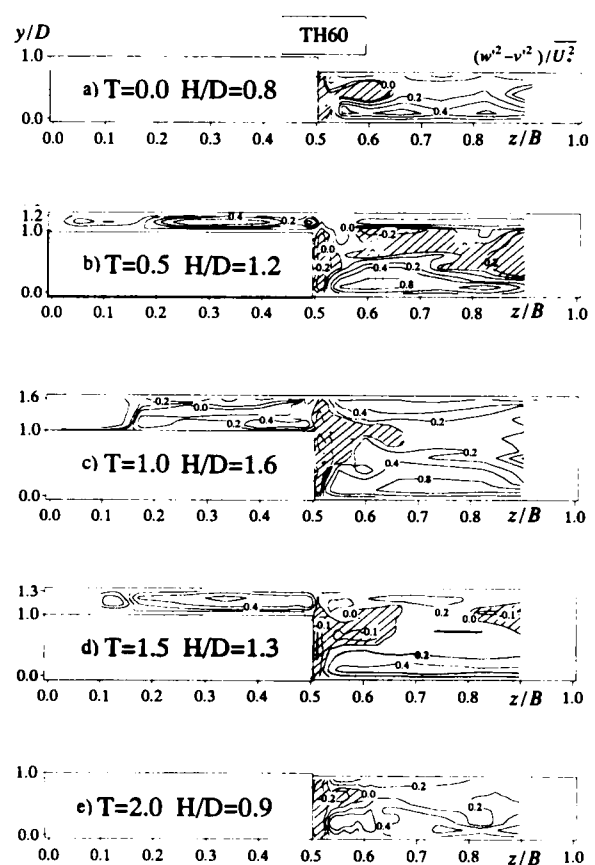


図-5.40 乱れ強度の垂直応力差(TH60)

系列に示したものである。氾濫直後の増水時 ( $T=0.5$ ) には境界部から高水敷への分布の張り出しが観察されるが、これは2次流の影響だと考えられる。一方、減水時 ( $T=1.5$ ) には2次流によって低水路側に移流されている。

#### (11) 垂直応力差分布特性

図-5.40 にケース TH60 における2次流の発生を支配する乱れの垂直応力差 ( $w^2 - v^2$ ) を摩擦速度  $U$  で無次元化したものの時系列変化を示す。ベース時 ( $T=0.0$ ) の単断面流れでは底面付近で正、側壁付近で負の分布となり開水路乱流の特性が観察される。複断面流れへの遷移後のピーク時 ( $T=1.0$ ) には境界部付近で負の分布がみられる。増水時 ( $T=0.5$ ) と減水時 ( $T=1.5$ ) における境界部から高水敷にかけての分布は類似している。このことから高水敷上に発生する増水期と減水期で逆の向きをもつ一方向流れの発生要因が乱れの非等方性によるものではないことが予想される。

#### (12) Reynolds 応力分布特性

図-5.41 はケース TH60 における摩擦速度で無次元化した鉛直方向 Reynolds 応力  $-\overline{uv}/U^2$  の分布を時系列に示したものである。複断面ステージにおいて、 $-\overline{uv}/U^2$  は壁面付近で極大となり水面に向かって減少する分布をもつことが確認される。この特性は定常複断面流れと同様のものであり、低水路では高水敷高さを境にして運動量輸送機構が異なることがわかる。図-5.42 は TH60 における摩擦速

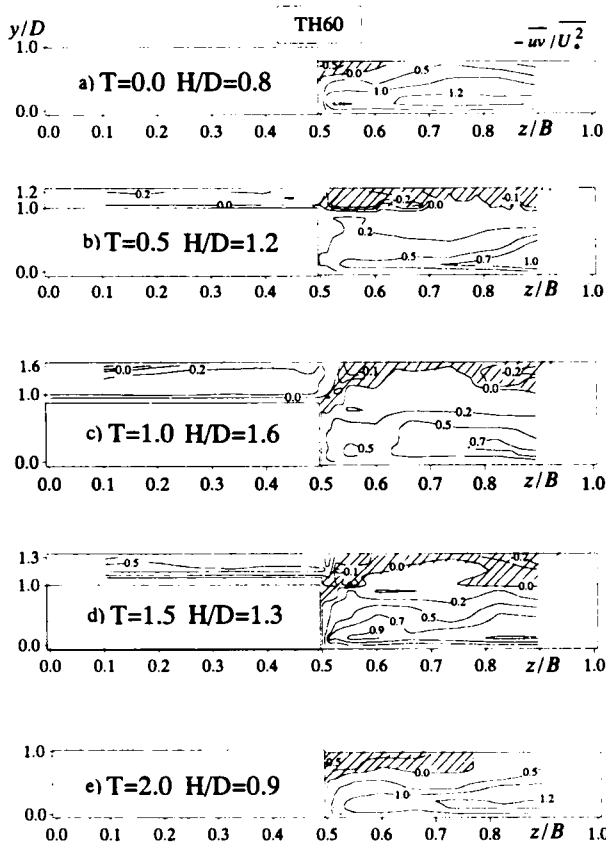


図-5.41 鉛直方向レイノルズ応力(TH60)

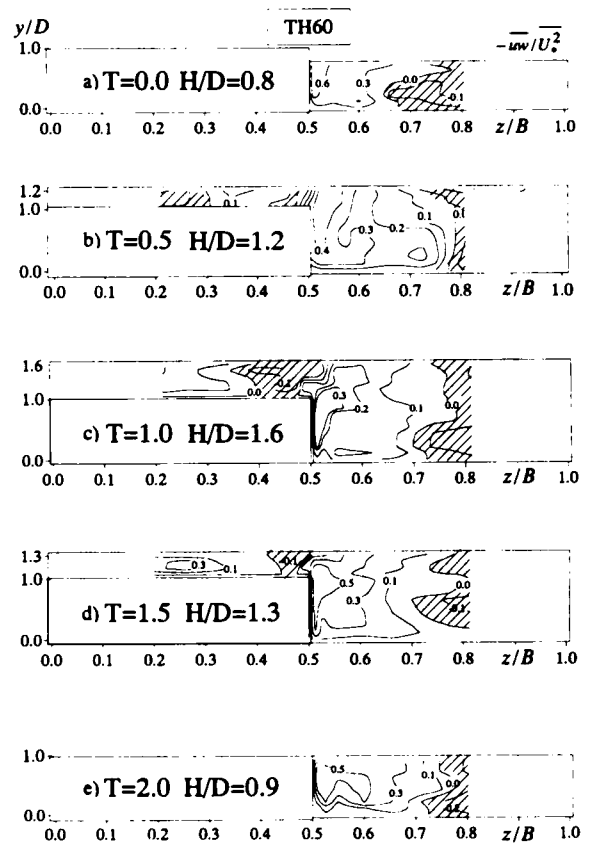


図-5.42 横断方向レイノルズ応力(TH60)

度で無次元化した横断方向 Reynolds 応力  $-\overline{uw}/U^2$  の分布を時系列に示したものである。ベース時 ( $T=1.0$ ) には、 $-\overline{uw}/U^2$  は、低水路の高水敷側面付近で正の極大となる。一方中央部から水路側壁にかけて負の分布が広がっており、横断方向主流勾配  $\partial U/\partial z$  の正負と対応していることがわかる。また水深ピーク時には境界部の高水敷付近に負の領域が発生し、2極構造となる。

### (13) 底面せん断応力の構成成分

主流方向の運動量方程式を水路床 ( $y=0$ ) から水面 ( $y=H$ ) まで積分すると次式が得られる<sup>29)</sup>。

$$\frac{\tau_w}{\rho} = -\int_0^{h'} \frac{\partial U}{\partial t} dy + g I_e h' + \frac{d}{dz} (T - J) h' \quad (5.7)$$

$$T = \frac{1}{h'} \int_0^{h'} (-\overline{uw}) dy \quad (\text{レイノルズ応力効果項}) \quad (5.8)$$

$$J = \frac{1}{h'} \int_0^{h'} (UW) dy \quad (2\text{次流効果項}) \quad (5.9)$$

$I_e$  はエネルギー勾配、高水敷での  $h'$  は高水敷水深  $h$  を、低水路での  $h'$  は低水路水深  $H$  をとる。式 (5.7) から底面せん断応力  $\tau_w$  は横断方向レイノルズ応力  $-\overline{uw}$  の効果を表す  $T$  と2次流効果を表す  $J$  によって構成される。すなわち、2次流が存在しない2-D流では  $J=T=0$  となり当然2-D流の公式と一

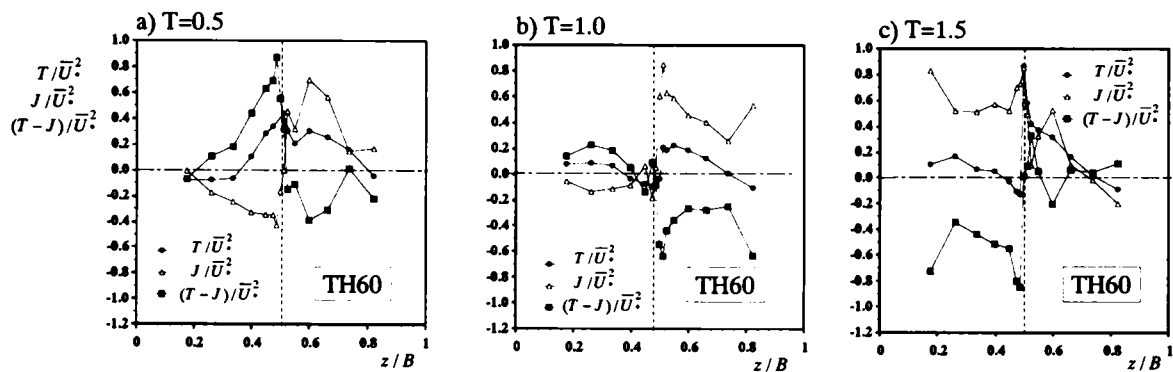


図-5.43 底面せん断応力の構成項の横断分布(TH60)

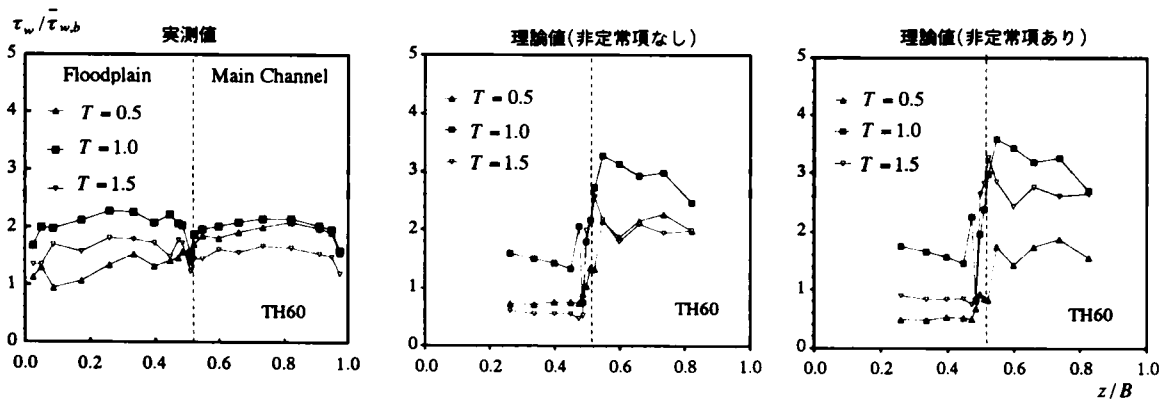


図-5.44 底面せん断応力の理論値と実測値の比較

致する。したがって、 $J$ と $T$ の分布を解析すれば3-D乱流構造がある程度解明されると期待される。図-5.43はTH60のケースで、 $T$ 、 $J$ および $(T-J)$ の横断方向分布を、時刻 $T=0.5$ 、 $T=1.0$ および $T=1.5$ について示したものである。各々 $\bar{U}$ で無次元化してある。 $T=0.5$ では境界部( $z/B=0.5$ )から高水敷に向かう2次流が発生するため、 $J$ は $z/B<0.5$ で負になる。一方、 $T$ は高水敷上から境界部にかけて大きく増加し、その結果 $d(T-J)/dz>0$ となる。反対に境界部から低水路にかけて $d(T-J)/dz<0$ となり、これらの特性から図-5.35の $\tau_w$ の横断方向の分布特性を説明できる。 $T=1.0$ では高水敷中央( $z/B=0.25$ )および低水路中央( $z/B=0.75$ )で $(T-J)$ の横断方向の変化は小さいが、境界部では大きく減少する。この特性は実測の $\tau_w$ の分布( $z/B=0.5$ )と一致する。 $T=1.5$ では高水敷上で境界部に向かう2次流が発生するので $J$ は正值となる。また高水敷上では $T$ に比べて $J$ が卓越し $(T-J)$ の分布を決定することがわかる。この原因は現在不明であるが、計測精度の限界の可能性もある。図-5.44は式(5.7)から求めた理論値の $\tau_w$ と実測値の $\tau_w$ を比較したものである。式(5.7)の右辺第1項(非定常項)を含めない場合の理論値も示した。 $T=0.5$ では理論値、実測値ともに低水路の分布が卓越する。また低水路と高水敷の値の差は非定常項を考慮した方が実測値に近づく。一方、 $T=1.0$ および $T=1.5$ では理論と実測のずれが大きい。これらのずれは理論と実測の双方に原因があると思われる。理論値については、 $W$ および $-\overline{uw}$ 等の微小量の横断方向微分を含む式(5.7)の右辺第3項の誤差が最も大きいと考えられる。また実測値については低かぶり水深時においても高水敷上にも対数則仮定を適用したことが誤差の原因になったと予想される。

## (14) 乱れの発生率分布特性

図-5.45 に無次元化乱れ発生率  $G^+$  の分布を時系列に示す。ベース時 ( $T=0.0$ ) において低水路底面および高水敷側壁で乱れの発生率が卓越している。水深増加とともにこれらの領域に加えて高水敷底面においても卓越領域が発生する。5.2 節で述べたように高水敷への氾濫直後の低水深時では横断方向の主流速シアの存在が乱れの発生に大きく影響するが、かぶり水深が増加するにつれて鉛直方向の主流速シアが効いてくるものと思われる。

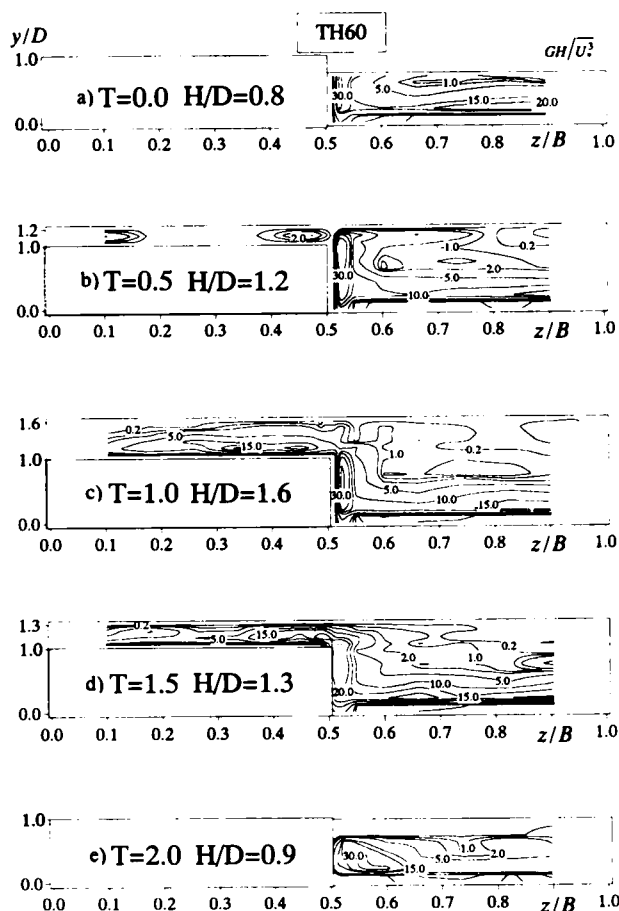


図-5.45 乱れエネルギーの発生率分布

## 5.3.4 おわりに

本節では、単断面から複断面への断面遷移プロセスを有する非定常な複断面開水路流れ対象に LDA 計測を行い、その 3 次元乱流構造を解明した。以下にその結果を要約して示す。

1) 断面遷移を含む非定常な複断面流れにおいても鉛直 2 次元流れと同様に主流速と水深のループ特性が見られる。

2) 2 次流分布においては高水敷への氾濫時には低水路から高水敷へ向かう強い流れが観察された。一方、減水期には増水期とは逆に高水敷から低水路へ向かう流れがみられ、この 2 次流が実河川の洪水流で観察される高水敷への土砂輸送と大きく関わっていることが予測される。

3) 主流速は境界付近で、氾濫直後の低水時には横断方向に大きなシアをもつが、水深増加とともに高水敷と低水路の主流速差が小さくなるためにシアが減少する。同時に鉛直方向のシアが高水敷高さ付近に発生する。このように境界付近では 2 方向のシア  $\partial U / \partial y$  および  $\partial U / \partial z$  が交互に増減する。

4) 主流速および乱れの分布は 2 次流の影響を受け、低水路と高水敷の境界付近では低水路側への張り出し分布が見られる。また最大主流速の位置も大きく移動する。

5) 底面せん断応力の横断方向分布の特性は、非定常流れにおいても乱れ効果と 2 次流効果の両方のバランスによって決定される。

## 5.4 非定常な複断面開水路流れの3次元乱流計測に関する総合的考察

一般に実河川の洪水流では、第1段階として流れが単断面から複断面へと遷移し、その後第2段階において低水路から高水敷までの全領域にわたって水深が増加し、最終的に破堤や堤内地への氾濫といった水災害が引き起こされる。まず、5.2節では洪水流の第2段階にあたる非定常な複断面開水路流れ（以下、ケースHHとする）、次に5.3節では第1段階にあたる単断面から複断面に遷移する非定常開水路流れ（以下、ケースTHとする）を対象に、それぞれの各種水理特性について実験的考察を行い、その3次元乱流構造を明らかにした。この2つの流れ場における決定的な違いは、後者が高水敷への氾濫という非常に複雑な水理現象を有するという点である。特にこの氾濫現象は流れ場の内部構造や乱流特性に大きな影響を与える。これらの流れ場を明確に区別しそれぞれの流れ場特性を正確に理解することは、洪水乱流に的確に対処する上で非常に重要である。本節では5.2節および5.3節で考察したケースHHとケースTHを①2次流構造、②主流速分布、③底面せん断応力、④乱れ特性量の点から比較・検討して水深変化する非定常な複断面開水路流れの3次元乱流計測の総合的考察を行う。

### 5.4.1 非定常時における2次流構造の比較

図-5.10および図-5.30に示されるケースHHおよびTHの2次流分布を比較すると、高水敷隅角部から低水路の水面に向かって斜昇流が共通してみられる。まずTHケースにみられるように増水氾濫時（すなわち複断面への遷移時）には低水路から高水敷への1方向流れが生じる。水深が増加するにつれて複断面特有の2次流構造となる。特にHHケースでみられるように水深上昇とともに斜昇流の傾きが鉛直に近づく。減水時には水深下降とともに斜昇流の傾きは水平方向に近づくとともに、高水敷から低水路への2次流が発生する。実際の氾濫洪水流ではこのようにTHとHHケースの2次流特性が連続的に発生し、土砂輸送に大きな影響を及ぼすものと思われる。

### 5.4.2 主流速分布特性の比較

主流速特性については①主流速 $U$ の分布が横断方向の低水路中央部で極大値をもつこと、②ベース時では高水敷に対して低水路側の値が卓越するが、水深増加に伴いその差が小さくなること、③高水敷隅角部では高水敷の主流速分布が斜昇流の影響により低水路側に張り出すことが、ケースHHとTHに共通した特性である。図-5.46に、HH60およびTH60の $y/D=1.1$ における主流速 $U$ の時系列変化を示す。HH60およびTH60は低水路中央部( $z/B=0.75$ )の $T=0.5$ の主流速 $U_{0.5}$ で無次元化している。両ケースともに遷移直後には低水路と高水敷の $U$ の差は大きい。水深ピーク時にはその差が小さくなる。この傾向はTH60の方が顕著である。図-5.47は、ケースHH60およびTH60の $z/B=0.25, 0.48, 0.51, 0.75$ の4点における流速係数 $f$ の時系列変化を示す。ここで $f$ は式(5.10)で定義される。

$$f = \bar{U}/U. \quad (5.10)$$

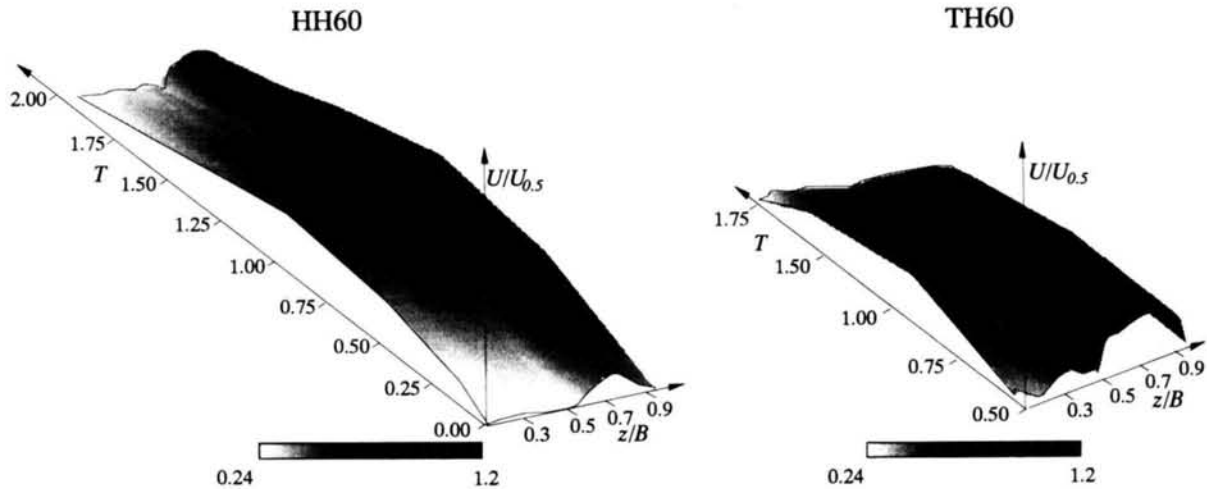


図-5.46 主流速の時間変化(左図：HH60，右図：TH60)

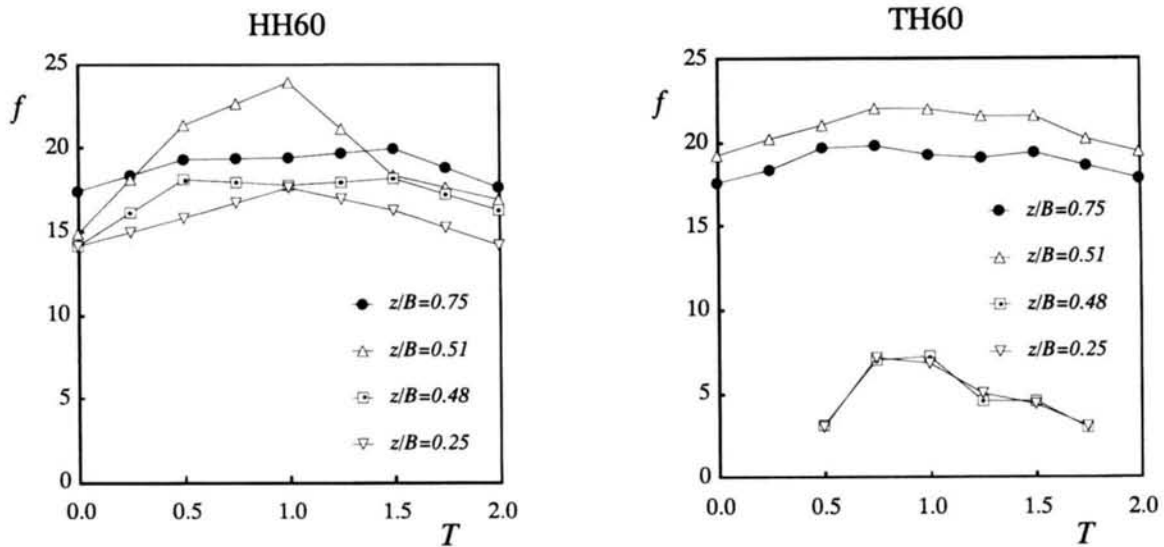


図-5.47 流速係数の時間変化(左図：HH60，右図：TH60)

また  $\bar{U}$  は水深平均流速である。両ケースともに低水路境界部 ( $z/B=0.51$ ) における流速係数  $f$  が他の点に比べ全体的に大きな値をもつ。特に HH60 の低水路境界部 ( $z/B=0.51$ ) は、他の位置の  $f$  に比べて大きく変化する。これは、 $y/D > 1$  では側壁の影響がなくなるために  $\partial U / \partial y$  が大きくなり、底面近傍および水面付近における主流速に大きな差が生じるからだと考えられる。

### 5.4.3 底面せん断応力および摩擦速度特性の比較

図-5.15 および図-5.35 から底面せん断応力  $\tau_w$  の横断方向分布はケース HH, TH とともに境界部付近低水路側で極小値をもち、低水路中央部で極大値をもつ分布を示している。また、水深増加にともなって低水路と高水敷の値の差が小さくなる。ケース HH と TH で大きく異なるのは、増水期において高水敷に流れが氾濫しはじめるときに低水路側の  $\tau_w$  が高水敷に対して非常



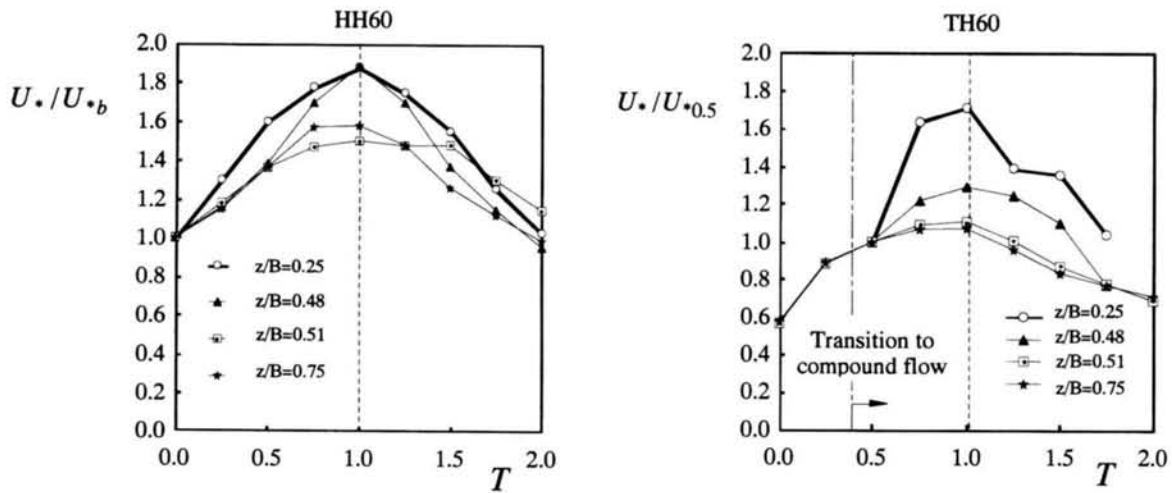


図-5.48 摩擦速度の時間変化

に大きくなる点である。これは氾濫直後には高水敷側の水深が低いため、主流速が低水路側に比べ極端に小さくなるためである。図-5.48にケース HH60 と TH60 の  $z/B = 0.25, 0.48, 0.51, 0.75$  における摩擦速度  $U^*$  の時間変化を示す。HH60 に関しては  $T=0.0$  の摩擦速度  $U_{*0}$ 、TH60 に関しては  $T=0.5$  の摩擦速度  $U_{*0.5}$  で無次元化してある。両ケースとも流量の増減に対応して  $U^*$  は変化するが、低水路よりも高水敷の方が大きい。この傾向はケース TH において顕著であり、複断面流れへの遷移直後に高水敷上の摩擦抵抗が急激に増加することに対して、減水期には増水期と比較して緩やかに減少することがわかる。また両ケースとも水深との位相差は高水敷よりも低水路の方が大きい。この傾向は前述した主流速と水深のループ特性と対応している。

#### 5.4.4 乱れ特性の比較

ここでは HH と TH の主流方向乱れ強度  $u'$  (図-5.16 および図-5.36)、鉛直方向 Reynolds 応力  $-\overline{uv}$  (図-5.21 および図-5.41) および横断方向 Reynolds 応力  $-\overline{uw}$  (図-5.22 および図-5.42) について比較・検討する。主流速方向の乱れ強度  $u'$  の分布に関しては、低水路、高水敷ともに河床で極大値を取り、水面に向かって減衰する特性が両ケースにみられる。HH でみられた境界部付近での  $u'$  の極大分布が TH では観察されない。これは TH では斜昇流の効果が小さいことによる。鉛直方向 Reynolds 応力  $-\overline{uv}$  の分布は HH, TH とともに類似した傾向が見られる。すなわち全ステージにおいて河床付近で正値を取り、高水敷隅角部から低水路水面近くにかけて負の領域が広がっている。横断方向 Reynolds 応力  $-\overline{uw}$  の分布についても HH, TH に共通して低水路中央部より壁側と境界部高水敷側付近で負の領域が観察される。また、境界部付近の負の領域は増水期ではやや低水路側に張り出してい

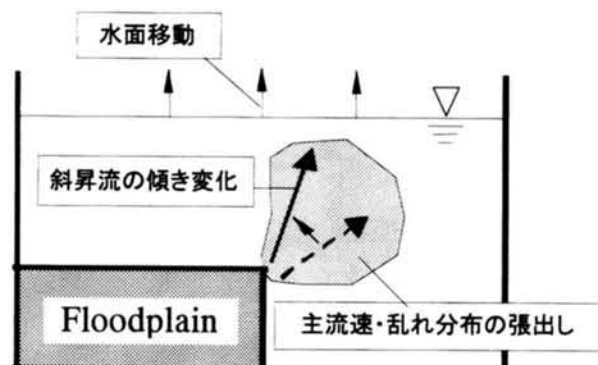


図-5.49 非定常効果

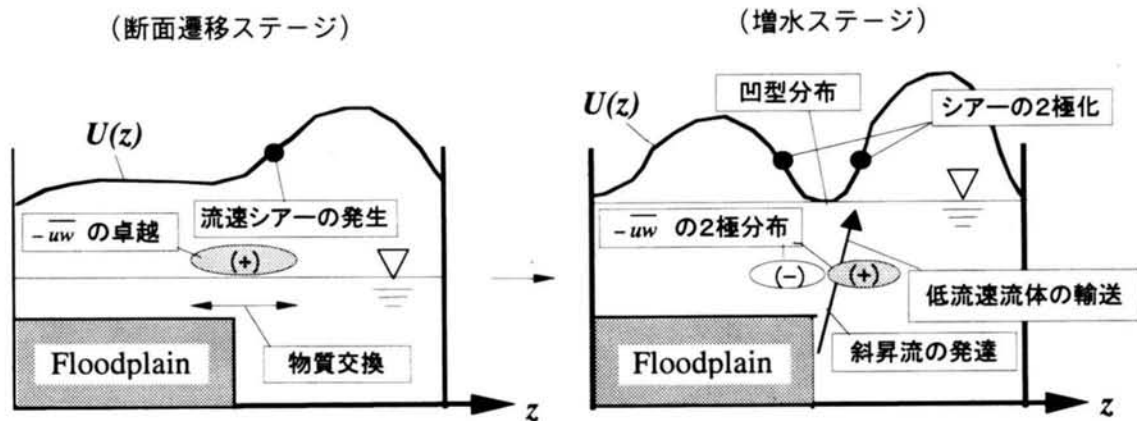


図-5.50 断面変化効果

る。これは斜昇流により  $-\overline{uw}$  が高水敷から低水路に輸送されていると思われる。また複断面への遷移後は水深増加によって境界部を中心に2極分布になる。

#### 5.4.5 流れの現象モデル

ここで3次元のLDA計測で得られた結果を「非定常効果」と「断面変化効果」の双方からまとめる。図-5.49は非定常性と内部構造の関係をモデル化したものである。流量の非定常性が大きいほど、水面移動の加速度も大きくなる。この水面上昇および下降により、境界部にみられる斜昇流の傾きが変化する。特に増水期には水面が上昇するので斜昇流の傾きは鉛直に傾く。斜昇流によって境界部の主流速および乱れ特性量の分布は低水路側に張り出すから、斜昇流特性は流れの内部構造を知る上で重要な要素である。この傾き変化によって分布の張り出しも時間変化するものと予想されるが、本乱流計測では顕著な傾向はみられなかった。今後、より詳細な測定メッシュを設定し、斜昇流と物理量分布の関係を説明する必要がある。

一方、図-5.50は断面変化効果と内部構造の関係をモデル化したものである。単断面から複断面への遷移直後には、かぶり水深が小さいために斜昇流の影響は小さく、境界部には大きな主流速シアがみられる。このシアにより境界部はせん断不安定となり、横断方向の物質交換が活発化するものと考えられる。これは横断方向レイノルズ応力  $-\overline{uw}$  が境界部で卓越することと対応する。かぶり水深が増加する斜昇流が発達するために主流速分布は大きく変化する。すなわち斜昇流によって低流速流体が水面へ輸送されるので主流速の横断方向分布は凹型となる。また主流速分布の変曲点が境界部をはさんで2つになり、シアの構造が2極化する。これにより  $-\overline{uw}$  は境界部を中心に低水路と高水敷側で逆符号となり質量および運動量交換機構が低水深時から大きく変化する。このように水深変化する非定常な複断面開水路流れでは非定常効果と断面変化効果が内部構造に同時に影響する。

#### 5.5 結語

本章では、流量が三角波的に増減する非定常な複断面開水路流を対象にレーザー流速計を用いて3次元の乱流計測を行った。5.2節では洪水乱流の第2段階にあたる非定常ステージの全期間において複断面である流れ場を、5.3節では洪水乱流の第1段階にあたる単断面から複断面へ

に遷移する流れ場をそれぞれ対象として、その水理特性や乱流構造を実験的に解明した。さらに5.4節では2次流構造、主流速の横断分布構造、底面せん断応力および摩擦速度の時間変化特性、乱れ特性量の分布構造を中心に両者を比較・考察し、断面変化プロセスを有する洪水乱流の内部構造を解明した。

### 参考文献

- 1) 井田至春：広巾員水路の定常流－断面形の影響について－，土木学会論文集，第69号別冊，(3-2)，土木学，1960.
- 2) 玉井信行・河原能久：複断面開水路流れの特性と抵抗則に関する研究，第25回水理講演会論文集，pp.113-118，1986.
- 3) 福岡捷二・浅野富夫・藤田光一・坂野章：複断面河道における洪水流の抵抗特性，第30回水理講演会論文集，pp.499-504，1986.
- 4) 福岡捷二・藤田光一：複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用，土木学会論文集，第411号，II-12，pp.63-72，1989.
- 5) 室田明・福原輝幸・勢田昌功：複断面流れの流量評価に関する研究，水工学論文集，第34巻，pp.415-420，1990.
- 6) 室田明・福原輝幸・勢田昌功：複断面粗面開水路流れの水理学的特性に関する実験的研究，水工学論文集，第34巻，pp.409-414，1990.
- 7) 福岡捷二・藤田光一・新井田浩：樹木群を有する河道の洪水水位予測，土木学会論文集，第447号，II-19，pp.17-24，1992.
- 8) Eley, R.A. and Keller, R.J.: Investigation of the effect of momentum transfer on water level and flow distribution, *Proc. of 29th IAHR Congress*, Beijing, pp.76-82, 2001.
- 9) 西村賢・本溜博理・浦山剛史・福井吉孝：斜行部を有する複断面開水路の流れ－高水敷上の樹木群が流れに及ぼす影響－，水工学論文集，第45巻，pp.871-876，2001.
- 10) 福岡捷二・川口広司・安竹悠・春名聡志：複断面直線水路に設置された不透過型水制群の機能と抵抗，水工学論文集，第46巻，pp.481-486，2002.
- 11) 今本博健・久下俊夫：複断面流れの水理特性に関する基礎的研究，京都大学防災研究所年報，第17号B，pp.665-679，1974.
- 12) 今本博健・石垣泰輔：複断面開水路流れの斜昇流に関する実験的研究，水工学論文集，第34巻，pp.403-308，1990.
- 13) 富永晃宏・江崎一博・小葉竹重樹：複断面開水路流の三次元構造，土木学会論文集，No.417，II-13，pp.129-138，1990.
- 14) Tominaga, A. and Nezu, I.: Turbulent structures in compound open-channel flow, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.117, pp.21-41, 1991.
- 15) Shiono, K. and Knight, D.W.: Turbulent open channel flows with variable depth across the channel, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 222, pp.617-646.
- 16) 池田駿介・村山宣義・空閑健：複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造，土木学会論文集，

No.509/II-30, pp.131-142, 1995.

- 17) 石垣泰輔・今本博健：可視化法による複断面開水路流れの3次元構造に関する研究，土木学会論文集，No.515/II-31, pp.45-54, 1995.
- 18) 池田駿介・空閑健：直線複断面開水路流れに発生する大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的研究，土木学会論文集，No.558/II-38, pp.91-102, 1997.
- 19) 池田駿介・佐野貴之・福元正武・河村一弘：複断面開水路に生じる大規模組織渦と浮遊砂輸送，土木学会論文集，No.656/II-52, pp.135-144, 2000.
- 20) 橋津家久・鬼束幸樹・相良幸輝・池谷和哉：かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦に及ぼす影響に関する研究，土木学会論文集，No.649/II-51, pp.1-15, 2000.
- 21) 杉山均・秋山光康・松原珠：複断面開水路内の乱流構造解析と縦渦生成に関する研究，土木学会論文集，No.515/II-31, pp.55-65, 1995.
- 22) Thomas, T.G. and Williams, J.J.R.: Large eddy simulation of turbulent flow in an asymmetric compound open-channel, *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.33, No.1, pp.27-41, 1995.
- 23) Cokljat, D. and Younis, B.A: Compound-channel flows, "a parametric study using a Reynolds-stress transport closure", *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.33, No.3, pp.307-320, 1995.
- 24) Sofialidis, D. and Prinos, P.: Numerical Study of Momentum Exchange in Compound Open Channel Flow, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.125, pp.152-165, 1999.
- 25) Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y.: 3-D computations of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by means of non-linear  $k-\epsilon$  model, *J. of Hydroscience and Hydraulic Eng.*, Vol.17, No.2, pp.87-96, 1999.
- 26) 渡辺明英・福岡捷二・Alex George Mutasingwa・太田勝：複断面蛇行河道におけるハイドログラフの変形と河道内貯留の非定常2次元解析，水工学論文集，第46巻，pp.427-432, 2002.
- 27) 澤井健二：非定常流による蛇行水路の河床変動に関する実験的研究，京都大学防災研究所年報，第35号，B-2, pp.1-7, 1992.
- 28) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in open-channel flows, *IAHR-Monograph*, Balkema, Netherlands, 1993.
- 29) Nezu, I. : Experimental and numerical study on 3-D turbulent structures in compound open-channel flows, *Flow Modeling and Turbulent Measurements (ed. C. J. Chen et al.)*, Balkema, pp.65-74, 1996.



## 第 6 章

### 3次元の非定常な複断面開水路流れに関する数値計算

---

本章の一部は、以下で審査付論文として掲載されたものである。本章はこれらを中心にさらに検討を加えたものである。

- 1) 瀬津家久・山上路生：水深変化を有する非定常な複断面開水路流れの3次元乱流計算，水工学論文集，土木学会，第47巻（2003年2月印刷中）
- 2) Nezu, I. and Sanjou, M.: 3-D Numerical Simulation of Turbulent Structure in Time-depending and Depth-Varying Unsteady Compound Open-channel Flows, *Proc. of 3rd Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Sendai（2003年6月掲載決定）

## 6.1 概説

複断面開水路流れには、①斜昇流とよばれる流れの横断面にみられる2次流と②水平渦とよばれる流れの水平面を軸とする大規模組織渦構造が存在する。

計算流体力学の分野でも複断面流れにみられるこれらの特性の再現を試みた研究が数多く報告されている。①に関しては、河原・玉井(1987)<sup>1)</sup>、Naotら(1993)<sup>2)</sup>および杉山ら(1995)<sup>3)</sup>は代数応力モデルを用いて境界部付近の2次流構造やそれに起因する主流速や乱れ特性量の横断面構造の再現に成功している。最近では、Sofialidis and Prinos(1999)<sup>4)</sup>は低レイノルズ数型の非線形  $k-\varepsilon$  モデルを用いてかぶり水深が浅い複断面流れの数値計算を行っている。Cokljat and Younis(1999)<sup>5)</sup>は応力モデルを用いて複断面流れの諸特性を再現している。LESによる数値解析も数多く行われている<sup>6)-9)</sup>。例えば、佐藤・河原(1999)<sup>7)</sup>はLESモデルを用いて2次流の再現とその生成機構を考察している。②に関しては、灘岡・八木(1993)<sup>8)</sup>が水深を空間フィルターとしたLESモデルを開発し、水平渦の合体プロセスやレイノルズ応力の生成機構を数値計算によって説明している。木村ら(1996)<sup>10)</sup>は平面2層モデルを開発して大規模水平渦と水深変動の相互関係を再現している。細田ら(1998)<sup>11)</sup>、Hosodaら(1999)<sup>12)</sup>は非等方  $k-\varepsilon$  モデルによって池田ら(1996)<sup>13)</sup>が実験的に報告している水平渦と2次流の関係を再現している。

このように多くの研究者によって貴重な成果が得られているが、これらの研究のほとんどが水深固定の定常流れを対象としている。水深変化する非定常な複断面開水路流れは現象が複雑であるから、3次元の乱流計算はほとんど行われていない。

そこで本章では特に①の斜昇流特性を中心とした流れの横断面構造の時間変化特性に着目し、これらの非定常な3次元乱流特性の数値計算による再現を目的とする。具体的には第5章で扱った非定常な複断面開水路乱流を対象に数値計算を行い、実験結果と比較して複断面流れの非定常特性を数値的に考察する。6.2節では全時間ステージにおいて複断面である非定常開水路流れを、6.3節では単断面から複断面へ遷移する流れを対象にそれぞれ3次元の非定常な乱流シミュレーションを行う。

## 6.2 水深変化する非定常な複断面開水路流れの数値計算

### 6.2.1 はじめに

複断面河道のような横断方向に形状分布をもつ流れ場の洪水特性に関する数値計算は、平面2次元計算が一般的である<sup>14)</sup>。実際、洪水時の抵抗特性や氾濫水理特性など河川工学および水防災学的なマクロ特性の考察や解明には大きく貢献しているが、乱流構造や2次流特性など基礎水理学で要求されるミクロ特性には十分には対応できない。そこで本章では3次元の乱流計算を行い、非定常な複断面流れの内部構造を数値的に考察する。本節では、6.3節で取り扱う単断面から複断面への遷移流れの基礎段階を兼ねて、全期間において複断面である非定常流れを対象にする。一般に乱流計算においてはRANSよりも直接的にN-S方程式を解析するDNSや空間フィルターを用いるLESの方が高精度とされるが、本研究のような流下方向に水理量の勾配をもつ非定常流れでは周期境界条件の適用が難しいため、乱流モデルにはRANS型モデルを用いる。特に本計算で複断面開水路流れの2次流特性を良好に再現できるNaotら(1993)<sup>2)</sup>の代数応力モデルを適用する。



表-6.1 計算ケース

case	$H_b$ (cm)	$H_p$ (cm)	$B_f/B$	$H_b/D$	$H_p/D$	$Q_b$ (l/s)	$Q_p$ (l/s)	$Um_b$ (cm/s)	$Um_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	( $\times 10^{-3}$ )
HH60	7.5	10.5	0.5	1.5	2.1	2.1	14.4	10.5	45.0	60	1.80
HH120	7.5	9.5	0.5	1.5	1.9	2.1	7.3	10.5	26.0	120	0.91

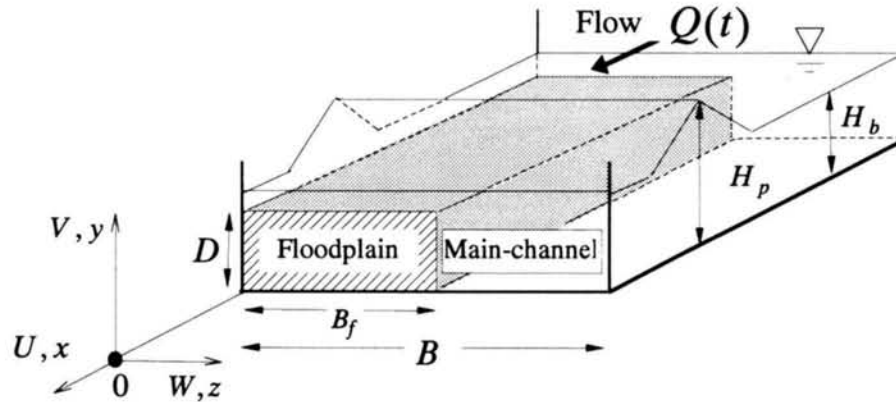


図-6.1 座標系

### 6.2.2 基礎方程式と計算条件

図-6.1 に座標系を示す．計算格子は  $300 \times 40 \times 40$  の不等間隔メッシュである．表-6.1 に計算ケースを示す．計算ケースは 5.2 節で扱った全期間において複断面である非定常な開水路流れを対象にし，非定常性の異なる HH60 と HH120 の合計 2 ケースについて乱流計算を行う．

本研究では式(6.1)に示される RANS 方程式を基礎式とする．

$$\frac{DU_i}{Dt} = F_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (i = 1, 2, 3) \quad (6.1)$$

RANS 型の乱流モデルではレイノルズ応力成分を輸送方程式から独立に計算するレイノルズ応力方程式モデルが最も高精度である．第 4 章の 2 次元計算で適用したが，本章で扱うような 3 次元計算の場合には解くべき方程式が，6 成分のレイノルズ応力輸送方程式，3 方向の N-S 方程式および圧力ポアソン方程式の合計 10 個となり，境界条件の設定，モデル定数の設定，計算負荷および計算安定性の面で非常に不利になる．このような理由で従来の複断面開水路流れの乱流計算もレイノルズ応力方程式モデルはほとんど適用されず，非線形  $k-\varepsilon$  モデル<sup>4)</sup>や応力方程式を代数近似した代数応力方程式モデル<sup>1)-3)</sup>がよく使われる．特に最近では高精度な 3 次元非等方モデルが物体周りなどの複雑な流れ場に適用され大きな成果をあげている<sup>15)</sup>が，ここでは定常な直線複断面開水路流れにおける 2 次流を良好に再現できる式(6.2)～(6.12)に示される Naot(1993)ら<sup>2)</sup>の代数応力モデルを用いてレイノルズ応力成分の計算を行う．

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + G - \varepsilon \quad (6.2)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( v + \frac{v_i}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (6.3)$$

$$\overline{uv} = -\nu_y \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (6.4)$$

$$\overline{uw} = -\nu_z \left( \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (6.5)$$

$$\overline{vw} = \frac{\alpha_2}{(C_1 + \frac{3}{2}C_3)} \frac{k}{\varepsilon} (\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial y} + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z}) - C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} (\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z}) \quad (6.6)$$

$$\overline{v^2} = \frac{k}{(C_1 + 2C_3)} \left[ \frac{2}{3} (\alpha_1 - \frac{1}{2}\alpha_2 + C_1 - 1) + \frac{\alpha_2}{\varepsilon} (\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z}) \right] - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial y} \quad (6.7)$$

$$\overline{w^2} = \frac{k}{C_1} \left[ \frac{2}{3} (\alpha_1 - \frac{1}{2}\alpha_2 + C_1 - 1) + \frac{\alpha_2}{\varepsilon} (\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}) + C_3 \frac{\overline{v^2}}{k} \right] - 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial W}{\partial z} \quad (6.8)$$

$$\overline{u^2} = 2k - (\overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (6.9)$$

$$\nu_y = \frac{C_1^2}{(C_1 + \frac{3}{2}C_3)(C_1 + 2C_3)} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.10)$$

$$\nu_z = \frac{(C_1 + \frac{5}{2}C_3)}{(C_1 + 2C_3)} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.11)$$

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (6.12)$$

式中のモデル係数は次のように与えられる。

$$\alpha_1 = 0.7636 - 0.06f_1, \quad \alpha_2 = 0.1091 + 0.06f_1, \quad C_1 = 1.50 - 0.50f_1, \quad C_3 = 0.10f_2, \quad C_\mu = 0.09f_1$$

$f_1$  および  $f_2$  はそれぞれ壁面および水面領域の減衰関数で次のように定義される。

$$f_1 = \left( \frac{l}{y_a} \right)^2, \quad f_2 = \left( \frac{l}{h_a} \right)^2, \quad l = \left( \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa} \right) \frac{\kappa^{3/2}}{\varepsilon}$$

$$\text{ここで} \quad y_a = \left( \frac{1}{y^2} \right)^{-1/2}, \quad h_a = \left[ \frac{1}{(H-y)^2} \right]^{-1/2} + 0.3162l \quad \text{である。}$$

$f_i$  は第3章で開発した式(3.34)で定義される非定常効果関数であり，上記の定常等流の Naot らのモデル<sup>2)</sup>を拡張している。

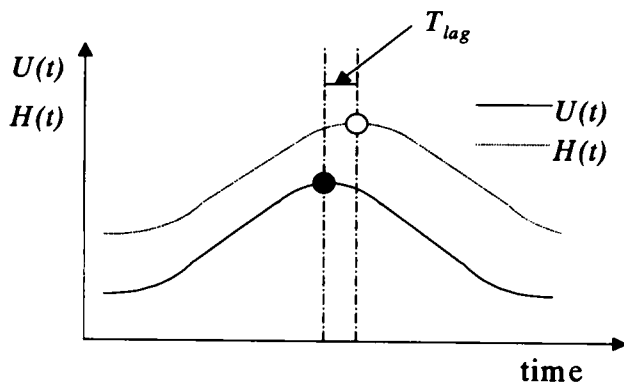


図-6.2 流入条件

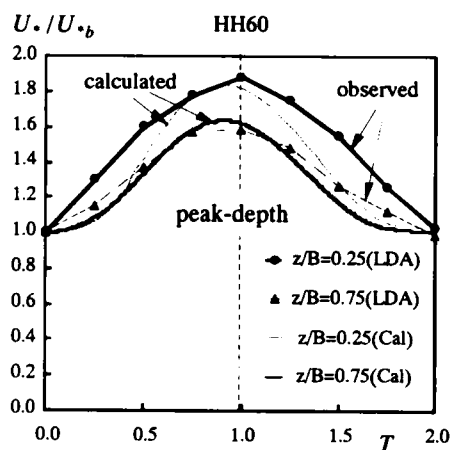


図-6.3 摩擦速度の時系列(HH60)

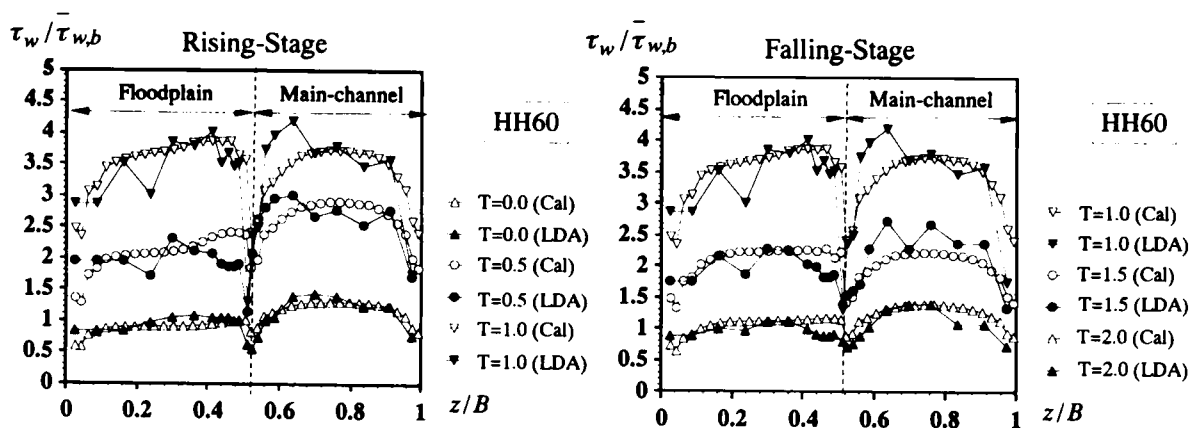


図-6.4 底面せん断応力分布の時間変化(左図：増水期，右図：減水期)

また自由水面の計算は VOF 法<sup>16)</sup>を用いて計算した。流入圧力には静水圧分布を，流入速度に関しては対数則を用い， $k$ および $\epsilon$ に関しては式(3.21)および(3.22)の普遍関数<sup>17)</sup>を与えた。流出境界には自由流出条件を適用した。また，第3章の鉛直2次元計算と同様に流入地点の流速と水深には実験値による位相差 $T_{lag}$ を与え，サイン波的に変化させた(図-6.2)。底面境界には壁法則を適用した。自由水面においては，水面セルの圧力値は水面位置での圧力がゼロになるように線形補間した。その他の物理量の水面境界条件には勾配ゼロ条件を課した。

## 6.2.3 計算結果と考察

### (1) 摩擦速度の時系列

図-6.3はケース HH60における高水敷中央部( $z/B = 0.25$ )と低水路中央部( $z/B = 0.75$ )における摩擦速度 $U_*$ の時系列変化を示したものである。図中には LDA による実験結果も併示した。 $U_*$ はベースフロー時の値 $U_{*b}$ で無次元化表示してある。 $T = t/T_d$ は無次元時刻で， $T = 1.0$ の時にピーク水深となる。 $U_*$ は実験での解析と同様に対数則を適用して算出した。流量増加とともに摩擦速度は増大するが，低水路よりも高水敷上の方が河床抵抗の変化が大きいことがわかる。高

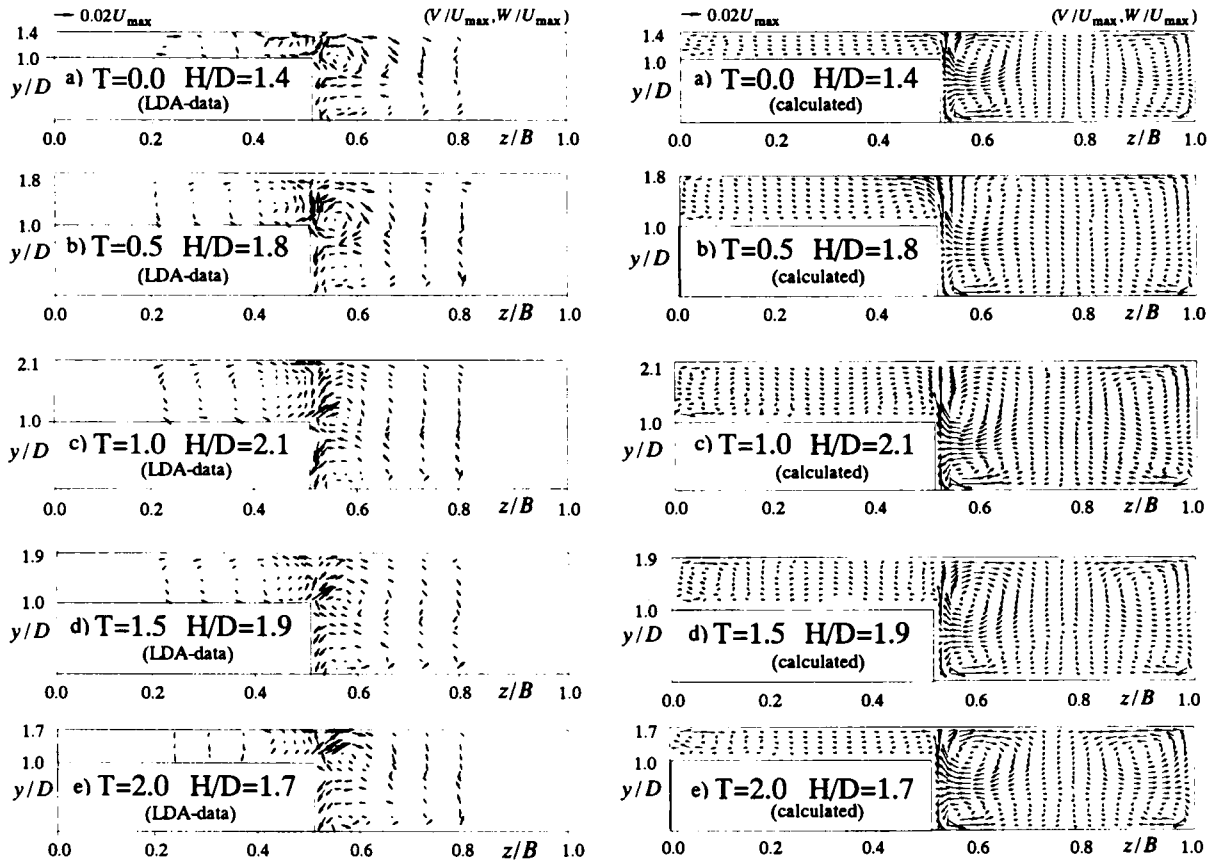


図-6.5 2次流分布(左図：実験値，右図：計算値)

水敷上において計算値と実験値にはずれが認められるものの本数値計算は高水敷の抵抗急増特性を再現している。

### (2)底面せん断応力分布

図-6.4 はケース HH60 の底面せん断応力  $\tau_w = \rho U^2$  の横断方向分布を増水期と減水期について示したものである。図中の値はベース時 ( $T = 0.0$ ) の横断方向平均値  $\bar{\tau}_{w,b}$  で無次元化してある。また  $\tau_w$  は次式で計算した。かぶり水深の小さなベース時 ( $T = 0.0$ ) には、計算値と実験値の双方ともに低水路の底面せん断応力  $\tau_w$  の方が高水敷よりも大きい。また境界部では分布の落ち込みがみられる。水深増加とともに高水敷の  $\tau_w$  が急増し、水深ピーク時 ( $T = 1.0$ ) には逆に高水敷の  $\tau_w$  の方が低水路より大きくなる。減水期には増水期とは逆に  $\tau_w$  は減少し、 $T = 2.0$  では  $\tau_w$  は  $T = 0.0$  と同様に低水路の方が高水敷よりも大きい分布となる。

### (3) 2次流特性

図-6.5 にケース HH60 における2次流ベクトル ( $W, V$ ) の分布を実験結果とともに時系列に示す。図中には基準長さとして  $U_{\max}$  の2%のベクトルを併示してある。 $T = t/T_d$  は無次元時刻で、 $T = 1.0$  の時にピーク水深となる。定常時 ( $T = 0.0$ ) では高水敷と低水路の境界部エッジから低水

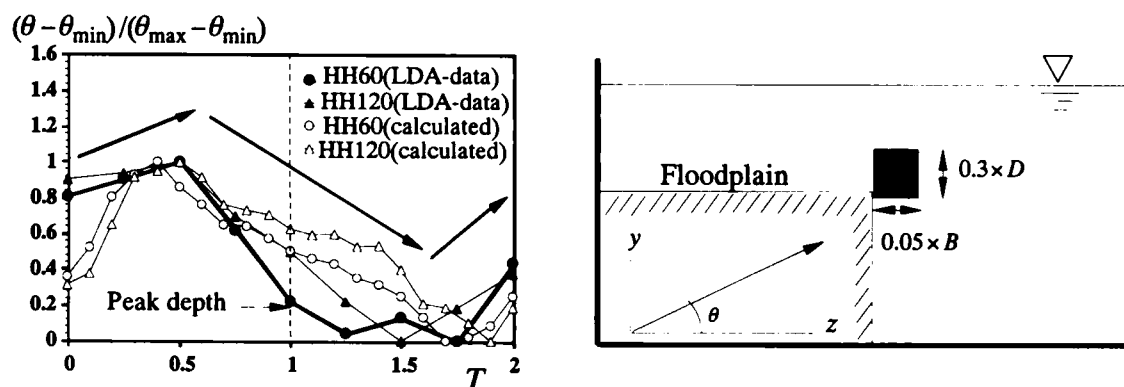


図-6.6 斜昇流の傾きの時間変化

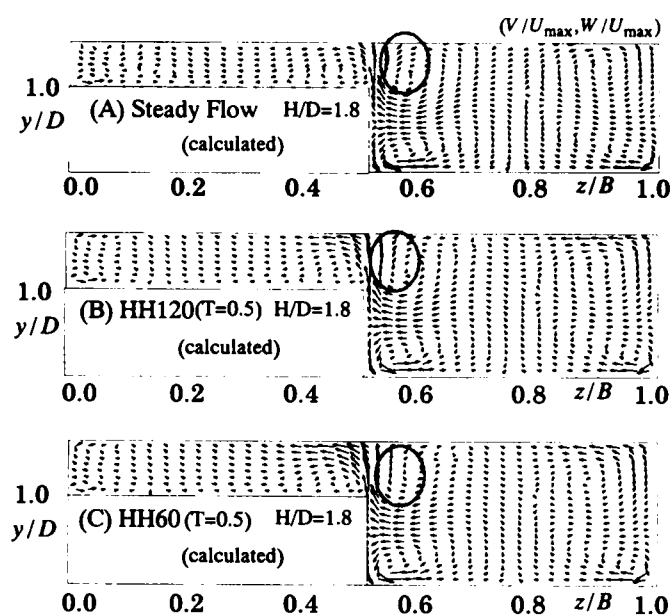


図-6.7 斜昇流の傾きの非定常効果

路の水面に向かう斜昇流が再現できている。斜昇流は全ステージに存在するが、増水時 ( $T=0.5$ ) には斜昇流の水路床面に対する角度が大きくなり反対に減水時 ( $T=1.5$ ) には小さくなる。これは乱流実験でも報告されている非定常特性である。図-6.6 左図は図-6.6 右図に示す領域における斜昇流の傾きを HH60 と HH120 に対して示したものである。計算値は両ケースとも流量の増加とともに斜昇流の傾きが大きくなり、流量減少とともに小さくなるが、ベース流 ( $T=2.0$ ) に復帰するとともに傾きは増水前の状態に戻る。またこの傾向は非定常性が大きなケースの方が顕著である。計算値と実験値には同様の特性がみられる。図-6.7 は増水期 ( $T=0.5$ ) の時と同一の水理条件における定常流れの計算結果と  $T=0.5$  における HH60 と HH120 のベクトル図を比較したものである。HH60 と HH120 はともに定常流の結果よりも斜昇流の傾きが大きくなっていることがわかる。このことから斜昇流の傾きの変化特性は非定常な複断面流れ特有のものであり、これは水面変化の上昇および下降により引き起こされるものと思われる。

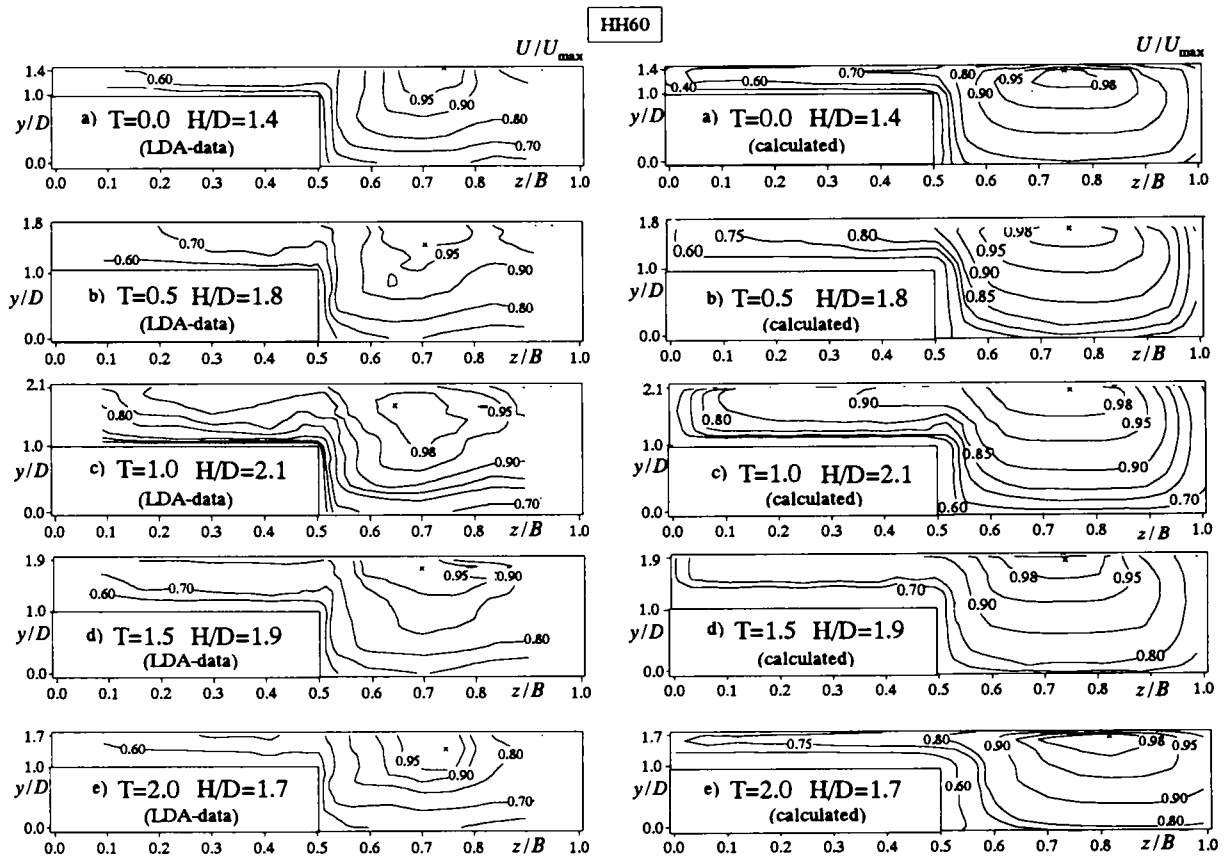


図-6.8 主流速分布(左図：実験値，右図：計算値)  
(×印は最大主流速点を示す)

#### (4)主流速の分布特性

図-6.8 はケース HH60 の断面最大主流速  $U_{\max}$  による無次元主流速  $U/U_{\max}$  の等高線を時系列に示したものである。LDA による実験結果も併示した。図中×印は  $U_{\max}$  の位置を表す。計算および実験結果ともに全期間にわたって最大主流速点が水面下に降下する。また高水敷の角付近に極大値が見られる。この傾向は特に流速ピーク時刻 ( $T=1.0$ ) においてもっとも強く表れることがわかる。この結果、非定常流れにおいても低水路の水深が大きくなるにつれて斜昇流の影響が大きくなることが推測される。

#### (5)主流方向乱れ強度分布

図-6.9 はケース HH60 ので無次元化した主流方向の乱れ強度  $u'/U$  の分布を示す。計算値および実験値ともに高水敷の角付近で  $u'/U$  が卓越しており、この領域では流体の乱れが大きく、流れの内部構造が複雑であることが示唆される。また主流速分布と同様に斜昇流の影響によって境界部から低水路側へ分布の張り出しがみられる。特に増水時 ( $T=0.5$ ) にはベース時 ( $T=0.0$ ) と比較してこの張り出しが水面側に向く。これは既に述べた斜昇流の傾き変化と対応しており、乱れ強度分布は非定常効果を受けることがわかる。

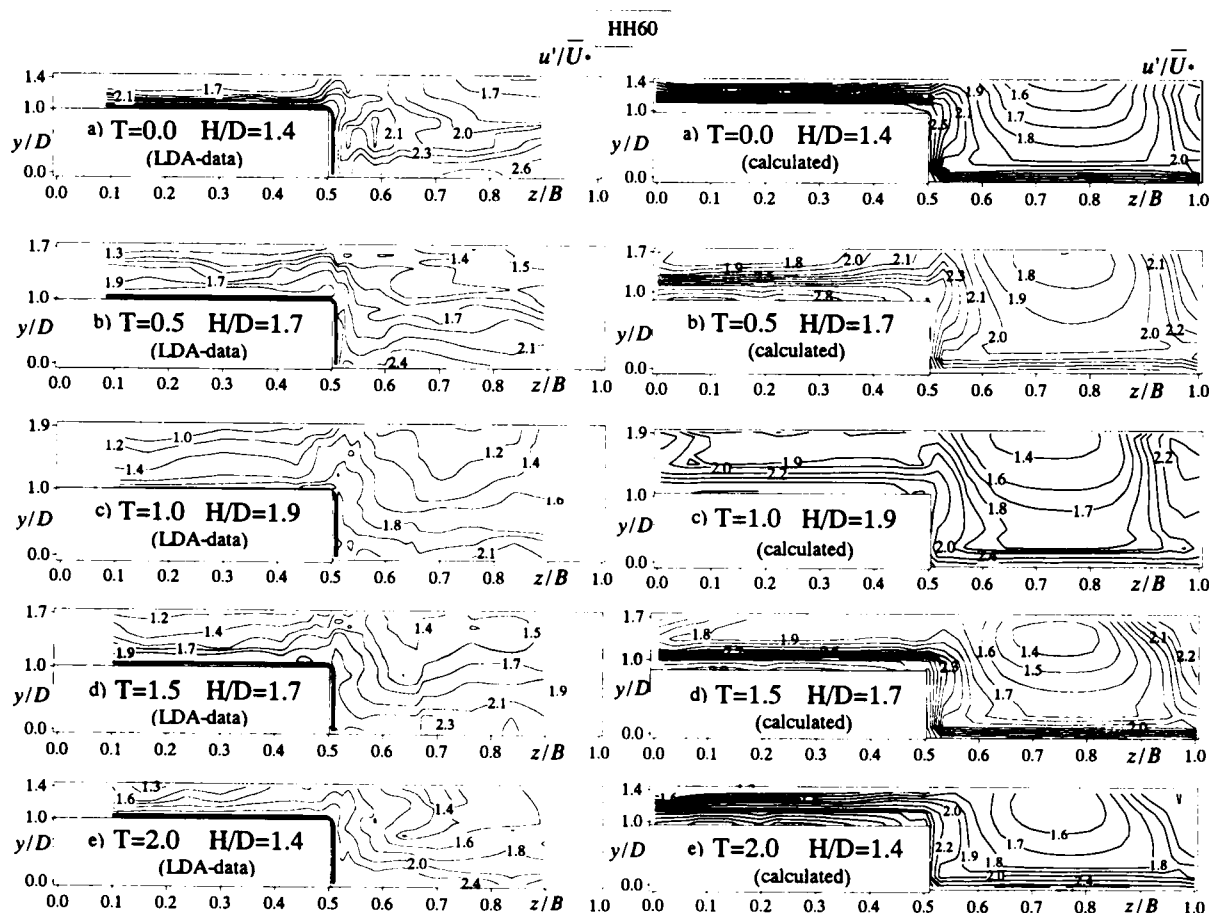


図-6.9 主流方向乱れ強度分布(左図：実験値，右図：計算値)

#### (6)横断方向レイノルズ応力分布

図-6.10 はケース HH60 の  $U$  で無次元化した横断方向のレイノルズ応力  $-\overline{uw}/U^2$  の分布を示す。負値の領域には斜線をつけている。計算値と実験値は両者ともに、全ステージにおいて境界部付近で絶対値が卓越することからこの領域で運動量の横断方向交換が活発であることがわかる。高水敷のかぶり水深が小さいベース時 ( $T=0.0$ ) には境界付近に正值の分布が卓越するが、水深増加にともない境界付近の高水敷上で負の分布が発達し、境界部における運動量交換の乱流構造が時間的に変化することがわかり、抵抗則ともからみ注目される。この横断方向レイノルズ応力の分布特性は主流速の横断方向シアの分布と関係している。また斜昇流の影響によって高水敷上の分布が低水路側に張り出している。計算値はこのような特性を良好に再現している。

#### (7)乱れエネルギーの収支特性

図-6.11 にケース HH60 の乱れ発生率  $G$  と乱れエネルギー逸散率  $\varepsilon$  の比  $G/\varepsilon$  の分布を時系列に示す。乱れエネルギー増加領域 ( $G/\varepsilon > 1$ ) には斜線をつけた。全期間において、斜昇流が発生する境界部の低水路側で、乱れエネルギー増加領域の極大分布がみられる。また斜昇流の傾きに対応してこの極大分布が、増水期 ( $T=0.5$ ) には自由水面側に張り出し、減水期 ( $T=1.5$ ) には底

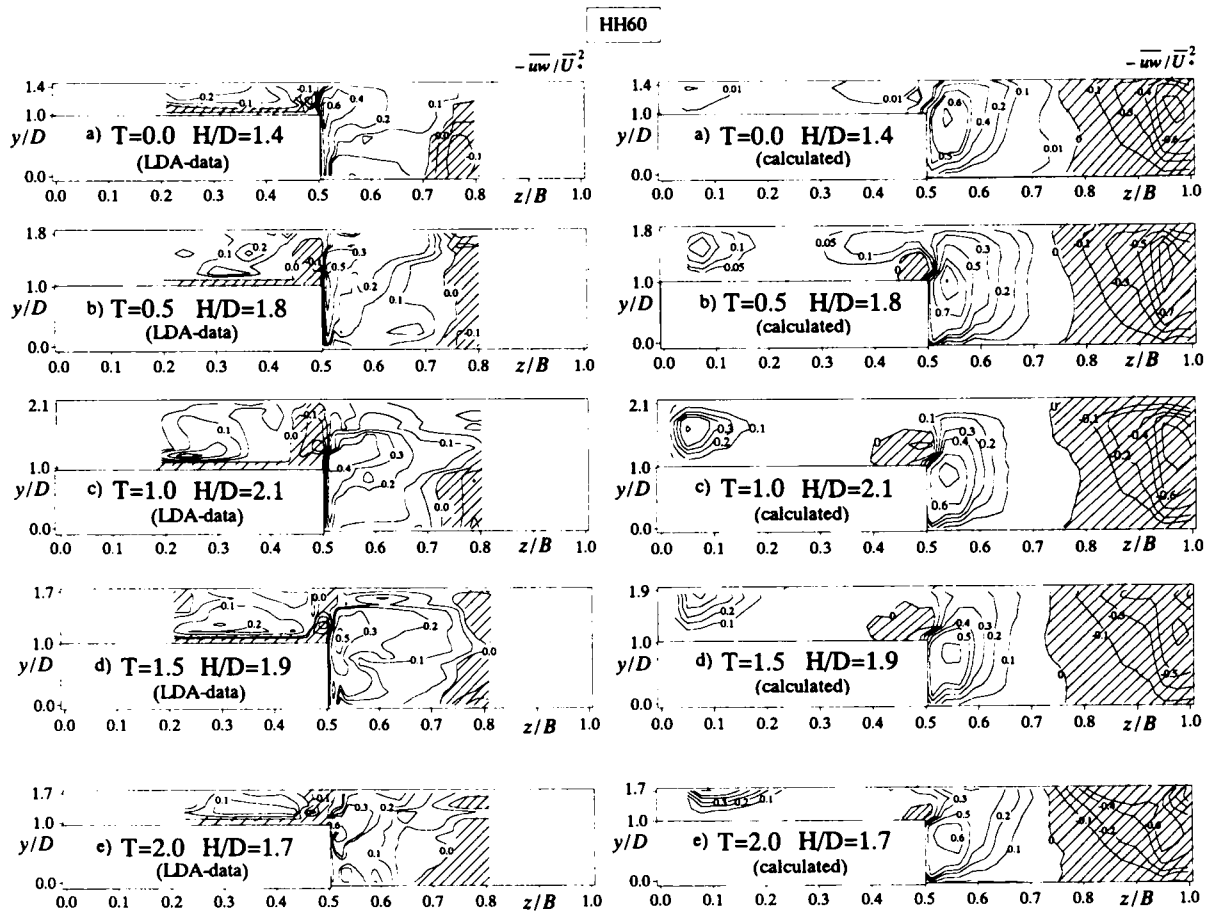


図-6.10 横断方向レイノルズ応力分布(左図：実験値，右図：計算値)

面側に落ちこんでいることが，この結果から数値予測される。

#### 6.2.4 おわりに

本節では，全時間ステージにおいて複断面である水深変化する非定常な開水路流れを対象に3次元の乱流計算を行った。計算手法は基本的に第3章で構築した鉛直2次元モデルと同様である。特に乱流モデルには斜昇流の再現性が確認されている代数応力モデル，自由水面コードには3次元のVOF法を適用した。計算結果を5.2節のLDAによる実験結果を比較して本シミュレーションモデルの妥当性や現象の再現性を検討した。以下に本節で得られた結果をまとめて示す。

- 1) 非定常複断面開水路流れにおける摩擦速度の時間変化は低水路よりも高水敷の方が大きく，数値計算でもこの特性を再現できた。
- 2) 底面せん断応力はベース時には低水路の方が高水敷上よりも大きい，水深増加とともに高水敷のせん断応力が急増し，ピーク時には両者は同オーダーか後者の方が逆に大きくなる。この特性は本数値計算でも定性的に再現できた。



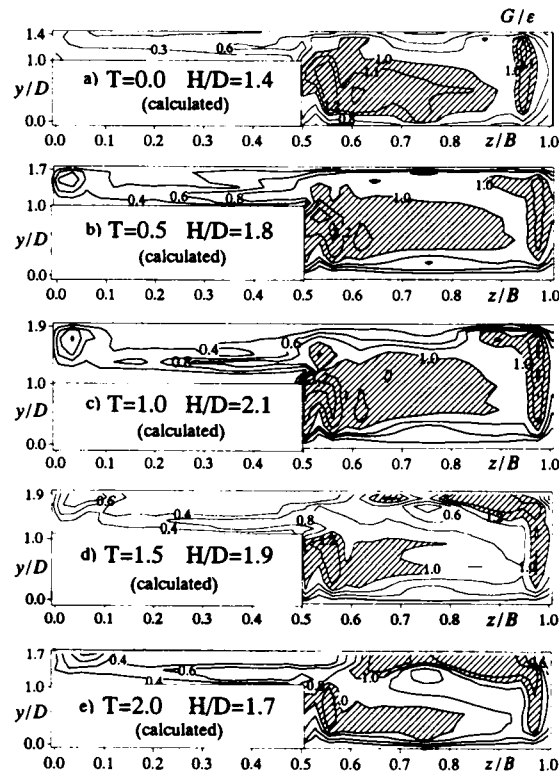


図-6.11 乱れエネルギー収支(HH60)

- 3) 低水路と高水敷の境界部から低水路の自由水面に向かう斜昇流の傾きの時間変化特性を数値計算においても再現することができた。特に非定常性が強い流れほど、傾き変化幅が大きくなる。
- 4) 主流速分布は斜昇流によって高水敷から低水路へ張り出すが、この張り出しはピーク時に最も顕著となる。
- 5) 横断方向レイノルズ応力の分布はかぶり水深が小さいベース時には正值が卓越するが、水深が増加すると境界部の高水敷上に負の分布が発達し、運動量交換構造が変化する。また斜昇流によって境界部から低水路への分布の張り出しが数値計算によっても再現された。
- 6) 低水路側壁の境界部近傍にみられる乱れエネルギー増加領域の極大分布が斜昇流の傾き変化に対応して時間的に上昇および下降することが予測された。

### 6.3 単断面から複断面に遷移する非定常開水路流れの数値計算

#### 6.3.1 はじめに

本節では、6.2 節で扱った流れ場よりもさらに現実的な洪水乱流である単断面から複断面への遷移過程を有する流れ場を対象にする。平面2次元の浅水計算モデル<sup>18-21)</sup>は河床形状や地盤高を既知パラメータとして方程式に直接組み込むことができるので、不連続な地盤高をもつ計算領域への順応性に優れている。また流量フラックスを未知数にするため、水深が浅い流れ場にも対応でき、単断面から複断面への遷移する洪水流や破堤後の氾濫流にしばしば適用され多大な成果をあげている。特に最近自治体を中心に広く整備が進んでいる氾濫ハザードマップはこれらのモデルを用いたシミュレーションに基づいている。しかしながら、2次流構造の解明やその影響が無視できない流れ場を計算する場合には平面2次元の浅水流モデルでは不十分である。特に複断面開水路流れの低水路と高水敷の境界近傍でみられる斜昇流とそれに起因する乱流構造は複雑な3次元特性をもつから、これらを扱うには3次元の乱流計算が必要となる。

非定常開水路流れの内部構造は、第4章で扱った wake 特性のメカニズムからも示唆されるように圧力勾配の影響が無視できない。したがって圧力を静水近似せずに未知変数として扱い、これと3方向の運動方程式を連立させて解かねばならない。またこの場合、水深は陽的変数でなくなるから、自由水面位置のモデリングが必要である。本節でも前節と同様に VOF 法を用いるが VOF 法のようなオイラー的な自由水面計算法を単断面から複断面に遷移する洪水乱流に適用する場合、かぶり水深が極めて浅い時には壁面から第1点目のセルには流体が充填せず、流速定義点に水が存在しない状態が生じる。本節ではこのような氾濫直後の浅水流れの計算方法を提案するとともに6.2 節で開発した洪水乱流の3次元数値解析モデルに組み込み、単断面から複断面へ遷移する非定常開水路流に適用し5.3 節で考察した実験結果の再現を試みる。

#### 6.3.2 計算ケースと計算方法

計算ケースを表-6.2 に示す。計算は5.3 節で扱った単断面から複断面に時間遷移する TH60 を対象にする。基礎方程式と基本的な計算方法は6.2 節と同様である。ここで遷移直後における高水敷上の浅水流れの取り扱いについて説明する。図-6.12 は複断面流れへの遷移直後における高水敷上の計算セルを模式的に示したものである。(a)は高水敷底面に接する第1計算セルに水面位置がある状態である。すなわち計算セル位置の水深を  $h_i$ 、第1計算セル高さを  $\Delta y_{w1}$  とすると  $h_i < \Delta y_{w1}$  となる時であり、高水敷底面に最近接するスカラー定義点を含むセルに氾濫水が存在する。流速計算の場合はスタガード配置なので、状態(a)では図のように流速定義点における水深を近接位置の水深から  $hav_i = 0.5 \times (h_{i-1} + h_i)$  で定義すると  $hav_i < \Delta y_{w1}$  となる。一方、(b)では第2計算セルに水面位置がある状態で第2計算セル高さを  $\Delta y_{w2}$  とすると、スカラー量については  $(\Delta y_{w1} + \Delta y_{w2}) > h_i > \Delta y_{w1}$ 、流速については  $(\Delta y_{w1} + \Delta y_{w2}) > hav_i > \Delta y_{w1}$  となる場合である。状

表-6.2 計算ケース

case	$H_b$ (cm)	$H_p$ (cm)	$B_f/B$	$H_b/D$	$H_p/D$	$Q_b$ (l/s)	$Q_p$ (l/s)	$Um_b$ (cm/s)	$Um_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	$\alpha (\times 10^{-3})$
TH60	4.0	8.3	0.5	0.8	1.6	2.3	13.8	28.8	59.4	60	1.62

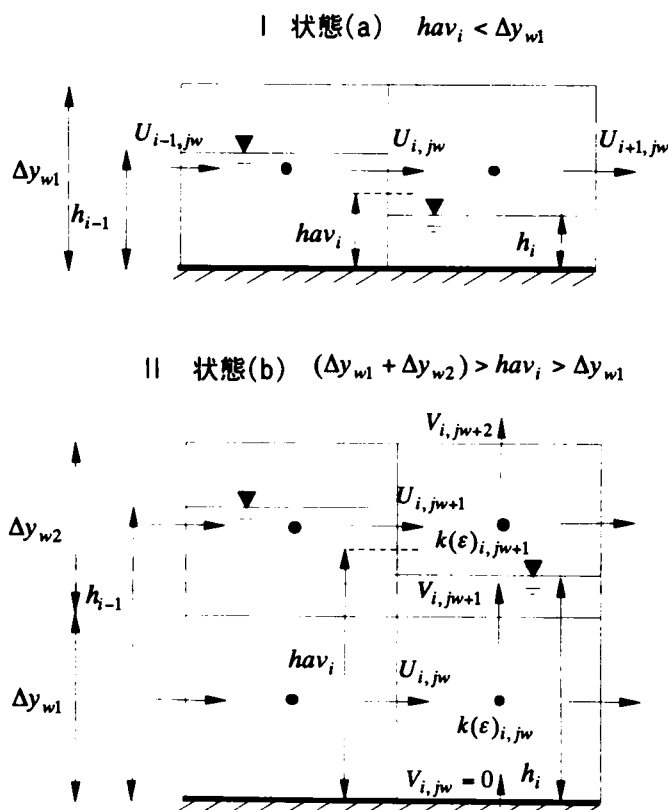


図-6.12 遷移ステージの計算セル

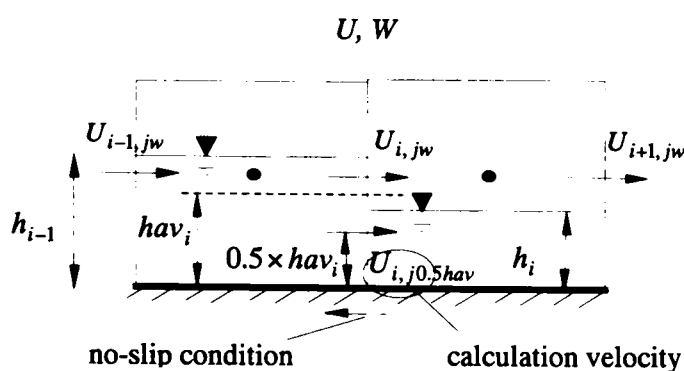


図-6.13 主流速と横断流速の取り扱い

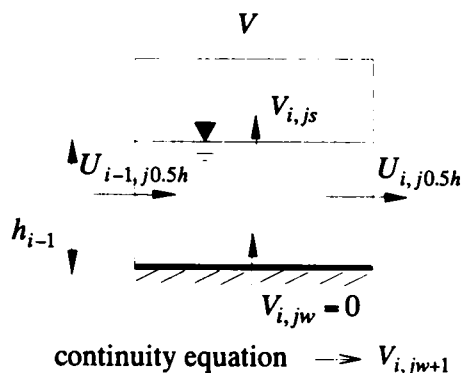


図-6.14 鉛直流速の取り扱い

態(b)より水深が増加し第3計算セルから鉛直上方に水面位置がある場合には、6.2節で扱った複断面流れの数値計算法を直接適用できる。以下に状態(a)と(b)における流速および乱れ特性量の計算方法を説明する。

#### I. 状態(a)

( $U$  および  $W$ ): 図-6.13に示すように半水深位置に仮の流速計算点を設定し、この位置での $U$ および $W$ を水面側に free-slip、底面側に no-slip 条件の下で運動方程式と圧力ポアソン方程式によって直接計算する。次にこの値と式(6.13)に示す  $1/7$  乗則から次の時間ステップにおける仮の

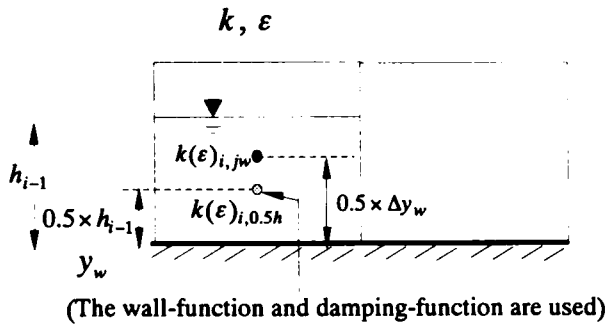


図-6.15 乱れ特性量の取り扱い

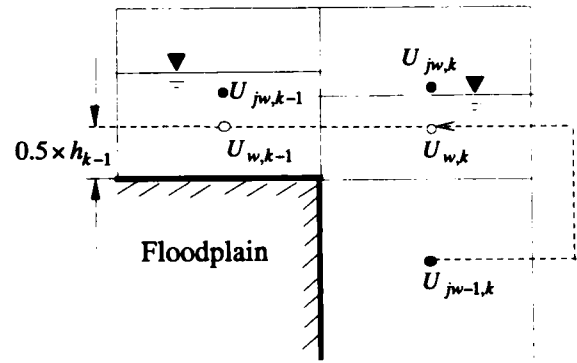


図-6.16 低水路と高水敷の境界部での取り扱い

流速定義点での値を算出する。なお、浅水時には対数層が存在せず対数則が成立しないために  $1/7$  乗則を用いた。同様に鉛直流速  $V$  の計算に用いる半水深位置 ( $0.5 \times h_{i-1}$  および  $0.5 \times h_i$ ) での値も求めておく。

$$U = U_{\max} \left( \frac{y}{h} \right)^{1/7} \quad (6.13)$$

ここで  $U_{\max}$  は各横断位置における最大流速である。なお、水深が増加して水面位置が第1計算セル高さになると仮の流速定義点は本来の定義点と一致する。

( $V$ ): 図-6.14 に  $V$  の計算方法を示す。壁面での  $V_{jw}$  はゼロであり、この条件と式(6.14)の連続式から水面位置での  $V_{js}$  を計算する。ここで用いる  $U$  および  $W$  はセル内水深の半水深位置  $0.5 \times H_i$  の値である。また壁面と水面の間の  $V$  は線形分布と仮定して、他の物理変数の計算に用いる。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (6.14)$$

( $k$  および  $\epsilon$ ): 図-6.15 に  $k$  および  $\epsilon$  の計算方法を示す。  $U$  および  $W$  と同一高さの位置での値を求める。式(6.2)および(6.3)の輸送方程式は用いず、壁関数を適用する。ただし壁面の粘性効果を考慮するため、式(6.15)で与えられる van Driest の減衰関数<sup>22)</sup>を標準壁関数に乗じた式(6.16)および(6.17)の  $k_w$  および  $\epsilon_w$  をそれぞれ第1計算点の  $k$  および  $\epsilon$  とする。なお  $y_w$  は高水敷底面から第1計算点までの距離である。

$$\Gamma(y^+) = 1 - \exp(-y^+/26) \quad (6.15)$$

$$k_w = \frac{U_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \cdot \Gamma(y_w^+) \quad (6.16)$$

$$\varepsilon_w = \frac{U_*^3}{\kappa y_w} \cdot \Gamma(y_w^+) \quad (6.17)$$

また，高水敷上で最も低水路側に位置する主流速  $U_{w,k-1}$  の計算で用いる低水路の主流速  $U_{w,k}$  には，図-6.16 に示すように下方に隣接する計算セルに定義された  $U_{jw-1,k}$  を用いる。

## II.状態(b)

図-6.12 に示すように状態(b)では  $U, W, k$  および  $\varepsilon$  に関しては第2計算点の値は第1計算点の値を用いる。  $V$  に関しては第2計算点の  $V_{i,jw+1}$  を運動方程式から直接計算し，第3計算点の  $V_{i,jw+2}$  は連続式から算出する。

## 6.3.3 計算結果と考察

### (1) 摩擦速度の時系列

図-6.17 にケース TH60 における高水敷中央部 ( $z/B = 0.25$ ) と低水路中央部 ( $z/B = 0.75$ ) における摩擦速度  $U_*$  の時系列変化を示す。ベース時の値  $U_{*,b}$  で無次元化してある。遷移直後の状態では対数則の成立が明らかではないので，粘性効果を組み込むためせん断応力の定義式から算出した式(6.18)の摩擦速度  $U_{*,vis}$  と対数則による摩擦速度  $U_{*,ln}$  を荷重平均して式(6.19)のように摩擦速度  $U_*$  を評価した。

$$U_{*,vis} = \sqrt{\frac{\nu}{\rho} \frac{\partial U}{\partial y}} \quad (at \ y = 0) \quad (6.18)$$

$$U_* = (1-A) \cdot U_{*,vis} + A \cdot U_{*,ln} \quad (6.19)$$

ここで  $A$  は式(6.20)のように定義し，第1計算点における粘性効果を考慮した。

$$A = \frac{1}{2} \left( \sin \cdot \pi \left( \frac{y_w^+}{y_l^+} - \frac{1}{2} \right) + 1 \right) \quad (y_w^+ < y_l^+), \quad A = 1 \quad (y_w^+ \geq y_l^+) \quad (6.20)$$

$y_l^+$  は対数則が完全に成立する無次元高さであり，ここでは対数層の下限として  $y_l^+ = 30$  を適用する。図-6.18 に示すように第一計算点が  $y_w^+ < y_l^+$  であれば， $U_{*,vis}$  と  $U_{*,ln}$  の荷重平均によって摩擦速度を計算するが， $y_w^+ \geq y_l^+$  になると低水路底面と同様に対数則のみから求める。ただし，

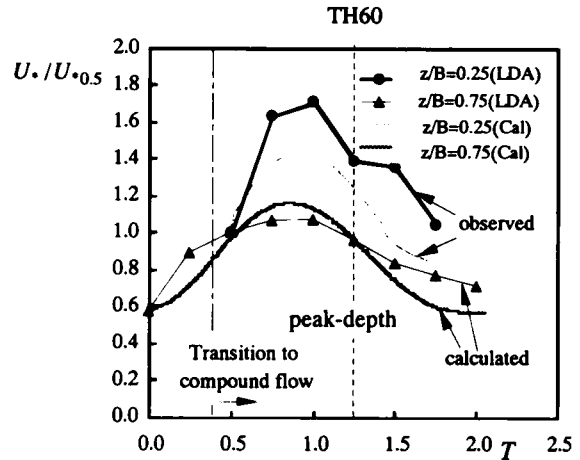


図-6.17 摩擦速度の時系列(TH60)

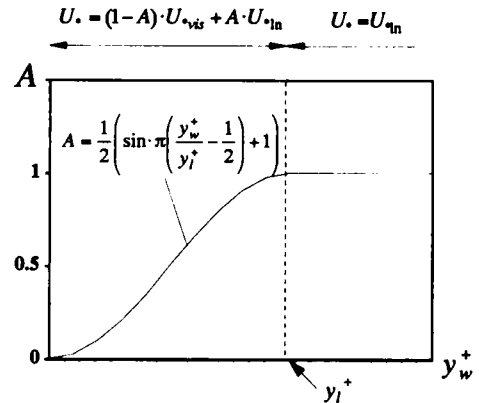


図-6.18 摩擦速度の荷重平均

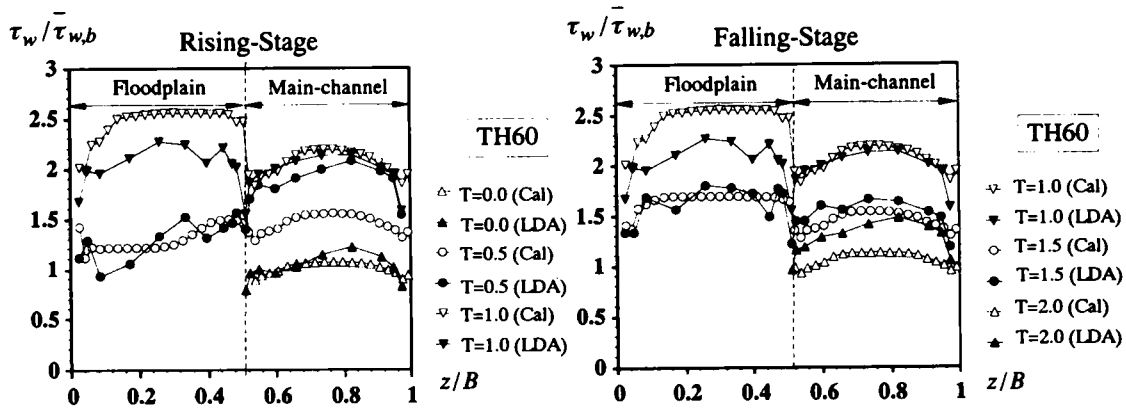


図-6.19 底面せん断応力分布の時間変化(左図：増水期，右図：減水期)

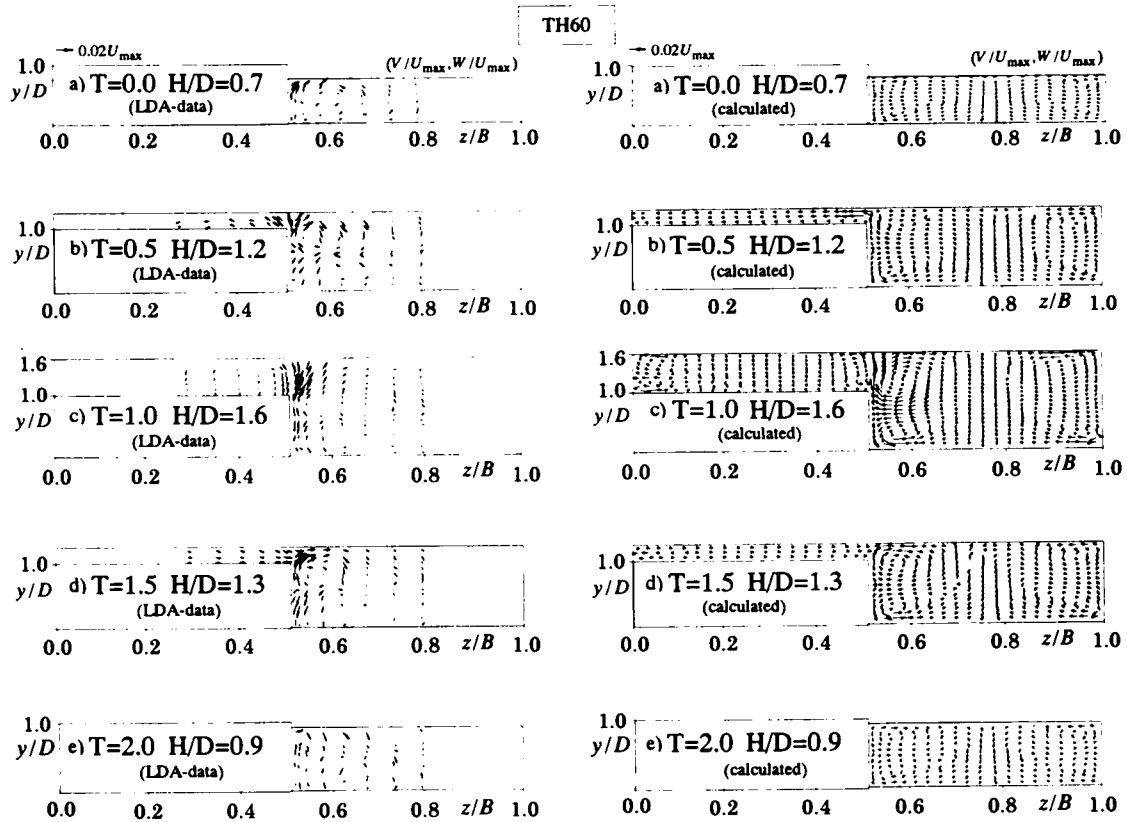


図-6.20 2次流分布 (左図：実験値，右図：計算値)

高水敷への氾濫直後のタイムステップ時には $U_{vis}$ を与えて $y_w^+ = y_w U_{vis} / \nu$ を評価するが、その後は、前タイムステップ時の $U_{vis}$ から $y_w^+$ を計算して、式(6.19)を用いる。

図-6.17の結果から、実験値と計算値にはずれがあるものの、摩擦速度は流量増減に対応して時間変化し、特に高水敷の摩擦速度が急増する特性が本数値計算でも再現できた。

## (2)底面せん断応力分布

図-6.19はケース TH60の横断方向平均値で無次元化した底面せん断応力 $\tau_w$ の横断方向分布を時系列に示したものである。6.2節と同様に $\tau_w$ は摩擦速度 $U_{vis}$ によって評価した。ベース時

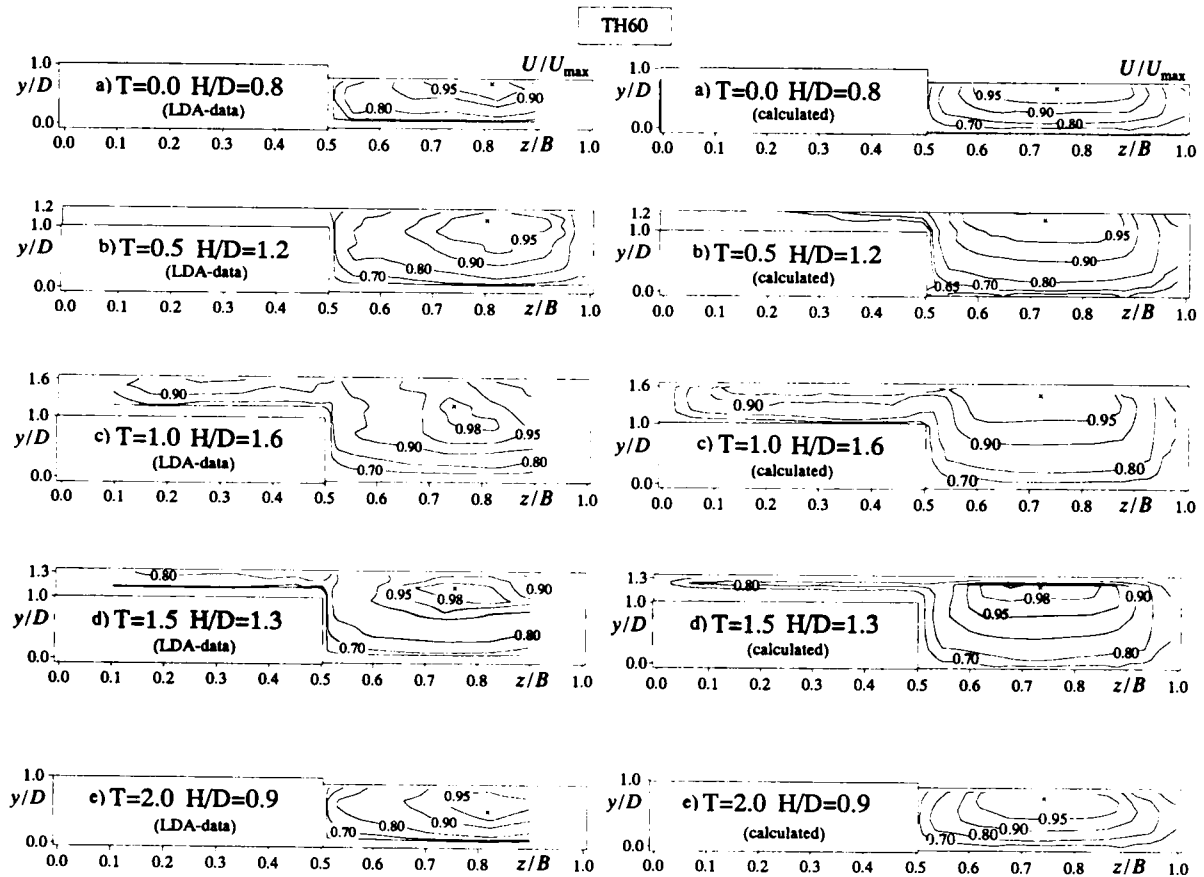


図-6.21 主流速分布（左図：実験値，右図：計算値）  
（×印は最大主流速点を示す）

( $T = 0.0$ )では単断面流れであるが、主流速分布に対応して低水路中央部で極大値をもつ放物線分布となる。高水敷への氾濫直後( $T = 0.5$ )においては、高水敷ではかぶり水深が小さく低レイノルズ流れとなり主流速は小さい。その結果、低水路と高水敷における $\tau_w$ の差が大きくなる。水深ピーク時( $T = 1.0$ )には高水敷上のかぶり水深と主流速が増加し、高水敷の $\tau_w$ の方が低水路よりも大きくなる。また主流速と同様に境界部で局所的な落ち込みがみられる。減水期は増水期と同様の傾向を呈しながらベースフローの分布に戻る。このように計算値は実験結果でみられる特性をうまく再現できることが示された。

### (3) 2次流特性

図-6.20にケース TH60における2次流ベクトル( $W, V$ )の分布を実験結果とともに時系列に示す。図中の基準ベクトルは $u_{max}$ の2%の大きさである。ベース時( $T = 0.0$ )は境界部側壁の水面と底面側に2つの2次渦が計算結果と実験結果の双方でみられ、従来の単断面開水路乱流の2次流特性<sup>17)</sup>が正確に再現できている。高水敷への氾濫ステージには断面変化を有する洪水乱流特有の2次流構造がみられる。増水期の氾濫直後の $T = 0.5$ には斜昇流の卓越とともに境界部から高水敷に向かう1方向流が生じる。また水深ピーク時( $T = 1.0$ )においては高水敷上の2次流の1方向特性は弱まり、低水路側も含めて2次流構造は定常複断面流れものと類似する。減水

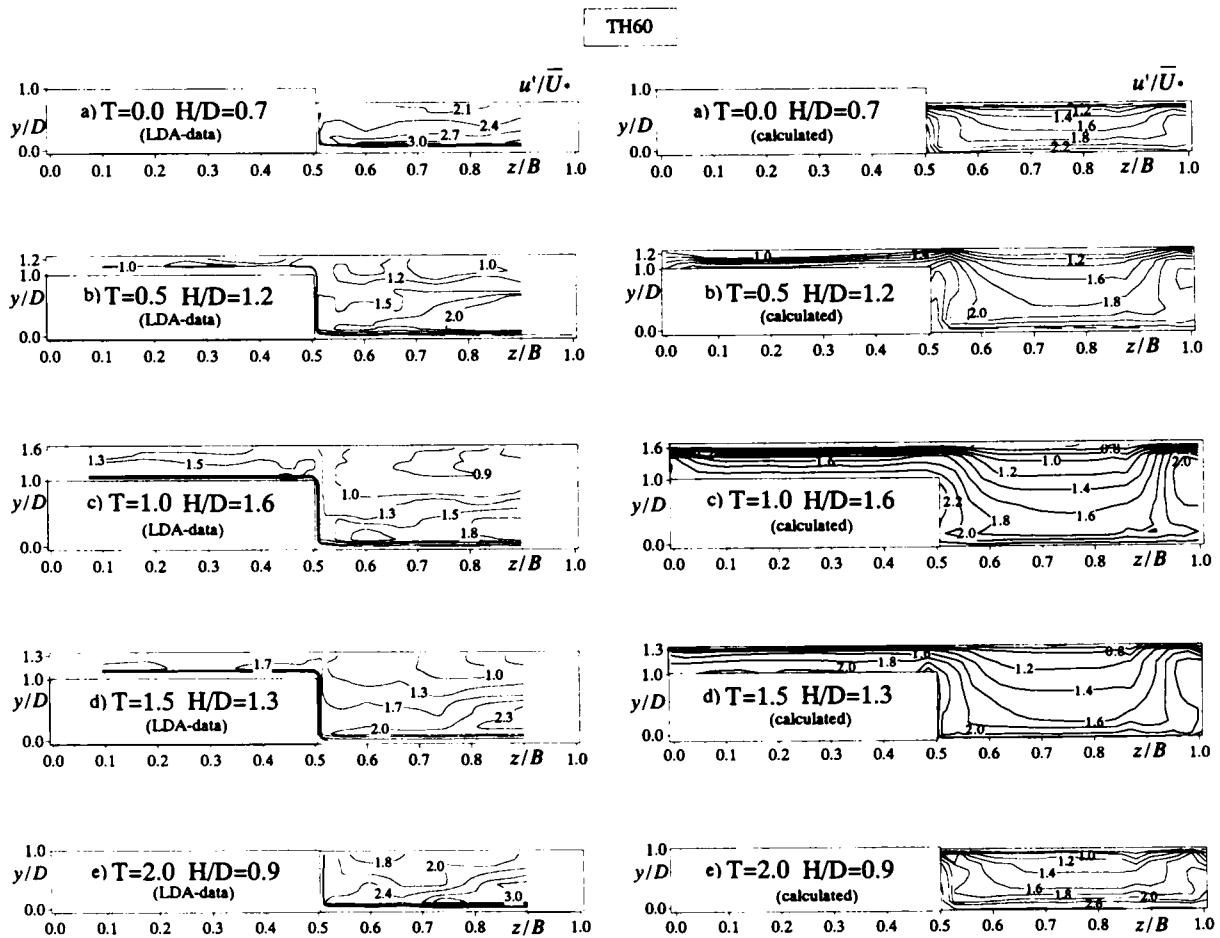


図-6.22 主流方向乱れ強度分布（左図：実験値，右図：計算値）

期 ( $T=1.5$ ) には増水期とは逆に高水敷から低水路への 1 方向流れが発生する。数値計算ではこのような乱流実験で得られた非定常特性を良好に再現できている。2 次流は高水敷と低水路間の物質輸に大きな影響を与えるから、2 次流構造を再現できる本計算モデルは水工学上だけでなく土砂堆積などの河川環境問題においてもその応用性や有用性が期待できる。

#### (4)主流速の分布特性

図-6.21 はケース TH60 の平均主流速  $U/U_{\max}$  の等値線図を時系列に示したものである。複断面流れへの遷移後、水深増加とともに斜昇流の影響が大きくなり、ケース HH のように境界部から低水路中央部の自由水面側に分布の張り出しがみられる。この特性はピーク水深時 ( $T=1.0$ ) において顕著である。また全期間において計算値および実験値ともに Velocity-dip 現象がみられる。実験結果では最大主流速点位置は 2 次流効果で鉛直方向だけでなく横断方向にも複雑に移動するが、計算値はこの特性を必ずしも再現できてはならず、今後メッシュの再設定、乱流モデルの選定、自由水面モデルの改良等を行って再検討する必要がある。

#### (5)主流方向乱れ強度分布

図-6.22 は、ケース TH60 における摩擦速度で無次元化した主流方向の乱れ強度  $u'/U$  の横断



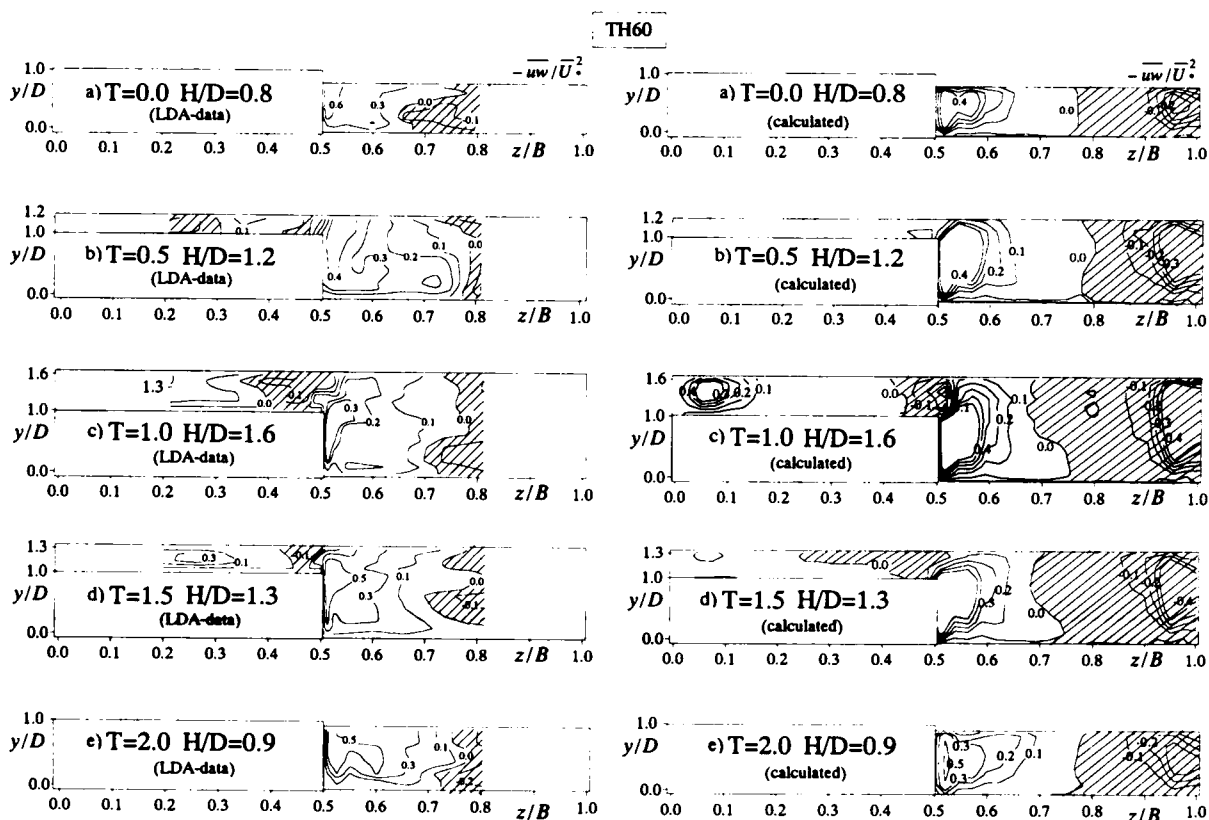


図-6.23 横断方向レイノルズ応力分布 (左図：実験値，右図：計算値)

面分布を時系列に示す。この図から、全期間において低水路中央部付近では底面で極大となり、水面方向に減少するという鉛直2次元乱流の特性が実験値と計算値の両者にみられる。また高水敷底面や境界部側壁において乱れが卓越しており、壁面シアによって乱れが生成されることがわかる。実験値では高水敷への氾濫直後 ( $T = 0.5$ ) には2次流による低水路から高水敷への張り出しが観察されるが、計算値ではこの特性を再現できていない。一方、減水時 ( $T = 1.5$ ) には増水時とは反対に高水敷から低水路への張り出しが計算値と実験値の双方においてみられる。 $T = 0.5$ における実験値と計算値の差異は応力方程式の移流項を代数近似したことによって、2次流(平均流)によるレイノルズ応力の輸送特性が正確に評価できなかったために生じたものと思われる。

#### (6) レイノルズ応力分布特性

図-6.23はケースTH60における無次元化した横断方向 Reynolds 応力  $-\overline{uw}/U^2$  の分布を時系列に示したものである。ベース時 ( $T = 0.0$ ) には、 $-\overline{uw}/U^2$  は、低水路の高水敷側面付近で正の極大となる。一方中央部から水路側壁にかけて負の分布が広がっており、横断方向主流勾配  $\partial U/\partial z$  の正負と対応していることがわかる。特にピーク時  $T = 1.0$  にはケース HH と同様に境界付近の高水敷上で負の分布が卓越する傾向が再現できている。図-6.24はケースTH60における摩擦速度で無次元化した鉛直方向 Reynolds 応力  $-\overline{uv}/U^2$  の分布を時系列に示したものである。計算値および実験値とも  $T = 1.0$  および  $T = 2.0$  において、 $-\overline{uv}/U^2$  は壁面付近で極大となり水面に向かって減少する分布をもつことが確

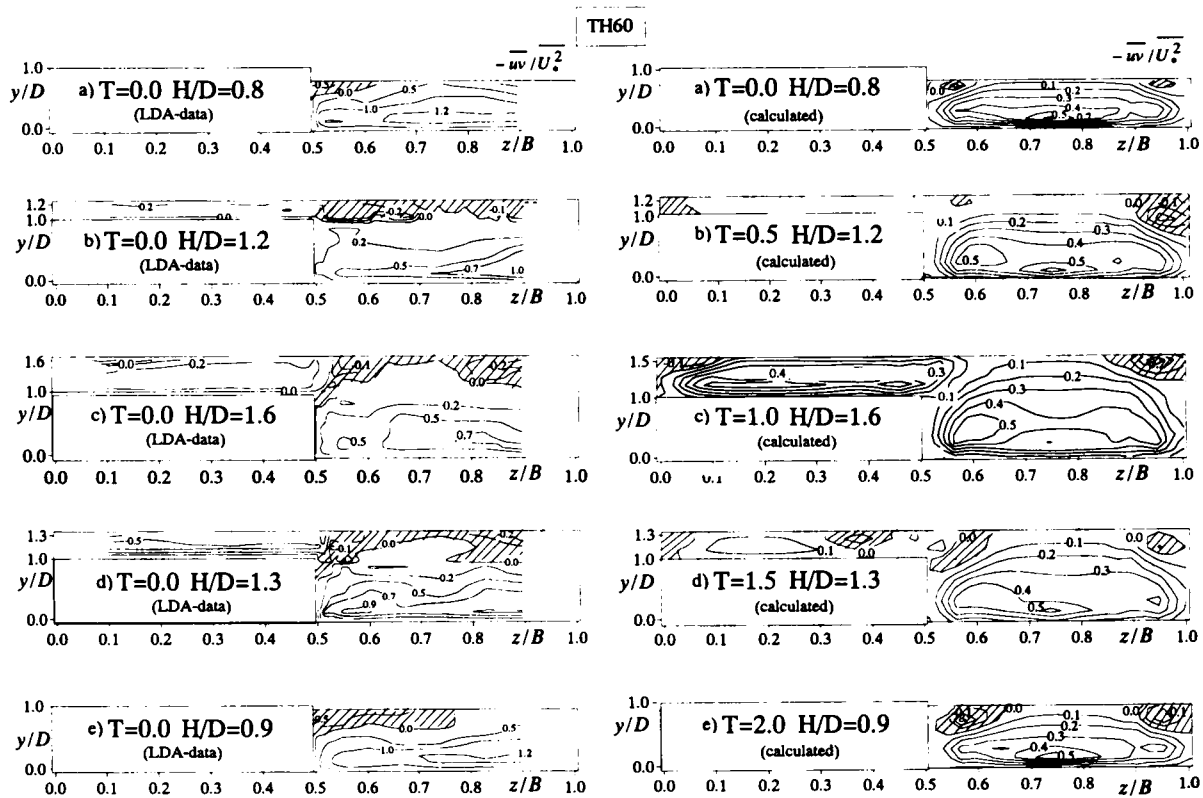


図-6.24 鉛直方向レイノルズ応力分布（左図：実験値，右図：計算値）

認される。また  $T=1.0$  では、境界部で斜昇流による分布の張り出しが数値計算で再現された。基本的にこれらのレイノルズ応力特性は主流速の空間微分値  $\partial U / \partial z$  および  $\partial U / \partial y$  の分布と対応しており、流速シアが運動量輸送に大きな影響を与えることが本数値計算からも示唆される。

### 6.3.4 おわりに

本節では単断面から複断面への遷移を有する非定常な複断面開水路流れを対象に3次元乱流シミュレーションを行い、実験値と比較することで本数値計算手法の有用性を示した。以下に本節で得られた結果を整理する。

- 1) VOF 法をベースに遷移時の浅水流れの数値計算モデルを開発し、単断面から複断面への断面の時間変化を有する洪水乱流の数値シミュレーションを実行した。
- 2) 高水敷での摩擦速度の急増特性を再現することができた。また底面せん断応力は主流速の横断方向分布と同様に、ベース時には低水路と高水敷の間には大きな差があるが、水深増加とともに高水敷のせん断応力が相対的に増加し、ピーク時には両者の差は小さくなることを再現できた。
- 3) 増水期においては低水路と高水敷の境界部から高水敷に向かって一方向の2次流が発生し、減水期には逆に高水敷から境界部に向かう一方向の流れが発生する。この遷移洪水乱流特有

の内部構造特性が本数値計算によっても再現することができた。

- 4)境界部での主流方向乱れ強度分布では計算値と実験値で差異がみられるが、斜昇流による高水敷から低水路への主流速分布の張り出しや、乱れ強度やレイノルズ応力の乱流構造を概ね再現できた。

## 6.4 結語

本章では、第5章で扱った水深変化する非定常な複断面開水路乱流を対象に3次元の数値計算を行った。5.2節ではVOF法と代数応力モデルを組み合わせる3次元の計算モデルを構築し、全時間ステージにおいて複断面である水深変化する非定常開水路流れを対象に適用した。本計算モデルによって斜昇流の傾きの時間変化特性、2次流による各物理量の横断特性および底面せん断特性などを比較的良好に再現することができた。さらに5.3節では単断面から複断面に断面遷移プロセスを有する複雑乱流を対象に3次元の数値シミュレーションを行った。流速にはNo-Slip条件、乱れエネルギーと乱れの散逸率には壁関数に減衰関数を乗じたものを境界条件として与え、高水敷のかぶり水深が極端に小さい遷移ステージに対処した。数値計算結果は増水期と減水期における高水敷上の一方向の2次流や乱流構造を良好に再現しており、本計算モデルの有用性が示されるとともに、数値計算手法による非定常な複断面開水路流れにおける内部構造の解明が可能であることが示唆された。

## 参考文献

- 1) 河原能久・玉井信行：複断面開水路乱流の三次元数値解析，第31回水理講演会論文集，pp.425-429，1987。
- 2) Naot, D., Nezu, I. and Nakagawa, H. : Hydrodynamic Behavior of Compound Rectangular Open-Channel Flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.119, pp.390-408, 1993
- 3) 杉山均・秋山光康・松原珠：複断面開水路内の乱流構造解析と縦渦生成に関する研究，土木学会論文集，No.515/II-31，pp.55-65，1995。
- 4) Sofialidis, D. and Prinos, P.: Numerical Study of Momentum Exchange in Compound Open Channel Flow, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.125, pp.152-165, 1999.
- 5) Cokljat, D. and Younis, B.A: Compound-Channel Flows, “a Parametric Study using a Reynolds-Stress Transport Closure”, *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.33, No.3, pp.307-320, 1995.
- 6) Thomas, T.G. and Williams, J.J.R.: Large eddy simulation of turbulent flow in an asymmetric compound open-channel, *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.33, No.1, pp.27-41, 1995.
- 7) 佐藤弘行・河原能久：運動量方程式に基づく複断面直線開水路乱流における二次流の生成機構の考察，水工学論文集，第43巻，pp.75-80，1999。
- 8) 灘岡和夫・八木宏：SDS&2DH モデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション，土木学会論文集，No.473/II-24，pp.35-44，1993。
- 9) Nadaoka, K. and Yagi, H.: Shallow-Water Turbulence Modeling and Horizontal Large Eddy Computation of River Flow, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.124, No.5, pp.493-500, 1998.

- 10) 木村一郎・細田尚・村本嘉雄・安永良：平面二層モデルによる複断面開水路流れの水平渦運動解析，*水工学論文集*，第40巻，pp.699-704，1996.
- 11) 細田尚・櫻井寿久・村本嘉雄：水平渦と2次流を伴う複断面開水路流れの非定常3次元数値解析，*水工学論文集*，第42巻，pp.631-636，1998.
- 12) Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y.: 3-D computations of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by means of non-linear  $k-\epsilon$  model, *J. of Hydrosience and Hydraulic Eng.*, Vol.17, No.2, pp.87-96, 1999.
- 13) 池田駿介・村山宣義・空閑健：複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造，*土木学会論文集*，No.509/II-30，pp.131-142，1996.
- 14) 岩佐義朗・井上和也・水鳥雅文：氾濫水の水理の数値解析法，京都大学防災研究所年報第23号B-2，pp.1-13，1980.
- 15) 木村一郎・細田尚：乱れ強さ非負条件を考慮した非線形  $k-\epsilon$  モデルによる立方体周辺の流れの3次元解析，*水工学論文集*，第44巻，pp.599-604，2000.
- 16) Hirt, C.W. and Nichols, B.D.: Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries, *J. Comp. Phys.*, Vol.39, pp.201-225, 1981.
- 17) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in open-channel flows, *IAHR-Monograph*, Balkema, Netherlands, 1993.
- 18) 末次忠司・栗城稔：改良した氾濫モデルによる氾濫流の再現と防災への応用に関する研究，*土木学会論文集*，No.593/II-43，pp.41-50，1998.
- 19) 福岡捷二・川島幹雄・横山洋・水口雅教：密集市街地の氾濫シミュレーションモデルの開発と洪水被害軽減対策の研究，*土木学会論文集*，No.600/II-44，pp.23-36，1998.
- 20) 戸田圭一・井上和也・村瀬賢・市川温・横尾英男：豪雨による都市域の洪水氾濫解析，*土木学会論文集*，No.663/II-53，pp.1-10，2000.
- 21) 川池健司・井上和也・戸田圭一：非構造格子の都市氾濫解析への適用，*水工学論文集*，第44巻，pp.461-466，2000.
- 22) 橋津家久：水理学・流体力学，朝倉書店，1995.



## 第 7 章

### 水深が時間的に変化する単断面および 複断面流れの組織渦構造

---

本章の一部は，以下で審査付論文として掲載されたものである．本章はこれを中心にさらに検討を加えたものである．

1) 橋津家久・山上路生・後藤健：水深が時間的に変化する複断面開水路乱流における組織渦の発生・発達現象，水工学論文集，土木学会，第 47 巻 (2003 年 2 月 印刷中)

## 7.1 概説

洪水時の複断面流れでは低水路と高水敷（あるいは植生域）の境界部付近に鉛直軸をもつ大規模水平渦が発生することが知られている。水平渦に着目した先駆的研究として Sellin(1964)<sup>1)</sup>のものがあげられる。彼は水平渦が流下方向に一定の間隔を伴って存在することを明らかにした。橋津ら(1996)<sup>2)</sup>は PTV を用いて水平渦の移流過程を計測し、水平渦によって行われる低水路・高水敷間の運動量交換機構を定量的に解明した。また石垣・今本(1995)<sup>3)</sup>は、境界部における主流速差に起因する水平渦構造と断面形状に起因する斜昇流に伴う縦渦構造の関係を実験的に研究した。池田ら(1995)<sup>4)</sup>は水平渦発生メカニズムおよびその安定性に着目し、変曲点不安定性理論による安定性と非対称渦列の安定性という2つの安定性について詳細に検討した。数値計算によるアプローチでは木村ら(1996)<sup>5)</sup>が平面二層モデルを用いて水平渦構造を再現した。さらに細田ら(1999)<sup>6)</sup>は非等方  $k-\varepsilon$  モデルを用いて2次流と水平渦を同時に再現することに成功した。また瀧岡・八木(1993)<sup>7),8)</sup>は、水深に比べ水平スケールが卓越する流れ場を対象にした LES モデル(SDS-2DH モデル)を開発し、池田ら(2000)<sup>9)</sup>はその乱流モデルが実験室スケールでの時間平均流速、Reynolds 応力、卓越波長をほぼ再現できることを示した。

また複断面形状と水平渦構造の関係に着目した研究も進められている。池田・空閑(1997)<sup>10)</sup>は低水路幅が広く、高水敷高さに対して水深が浅い場合に強い水平渦が発生することを実験的に示した。さらに橋津ら(2000)<sup>11)</sup>は高水敷高  $D$  に対する低水路水深  $H$  との比を系統的に変化させて計測を行い、 $H/D < 1.5$  の場合は複断面境界部付近で大規模水平渦が発生するが、 $H/D > 1.5$  の場合には境界近傍において、低水路と高水敷上で逆回転の複列水平渦が発生することを明らかにした。

このように従来の定常流研究によって、複断面開水路流れにおける水平渦構造が次第に解明されつつあるが、一方で時間的に水深が変化する非定常な複断面開水路流れや単断面から複断面への遷移過程を含む非定常流れに関する研究は少なく、水平渦の非定常な発生、発達プロセスについては不明な点が多い。特に洪水時における土砂や浮遊物の輸送に与える水平渦の影響は大きいから、水工学や河川環境学上において水平渦の非定常特性を解明することは大変重要である。そこで本章では、非定常な複断面流れにおける水平組織渦構造の時間変化特性を実験的に明らかにする。具体的には、第5章と第6章で扱った水深の時間変化を有する非定常複断面流れと単断面から複断面への断面遷移過程をもつ非定常開水路流れにおける水平渦の時間発達プロセスを PIV システムを用いた可視化実験によって解明する。

## 7.2 実験条件

### (1) 実験方法

計測システムを図-7.1に示す。実験水路は第5章のものと同様で、全長 10m、全幅  $B=40\text{cm}$  の可変勾配型総ガラス製の直線水路である。この水路の右岸側にアクリルボックスを用いて高さ  $D=5\text{cm}$  の高水敷を全長に設置し、複断面水路を作った。流体計測は DANTEC 社製の PIV(Particle Image Velocimetry)システムを用いた。PIVは流体そのものではなく、流体中の超微細粒子の分布を2枚の濃度画像として取り込み、相関法によって粒子群速度を検出するものである。最近では様々な3次元手法が開発され<sup>12)</sup>実用性も高まっている。河川工学分野でもビデオ撮影を利用した実河川流の PIV 実測が試みられており<sup>13)~16)</sup>、綾ら(2000)<sup>17)</sup>は乱流スケ



表-7.1 実験ケース

case	$H_b$ (cm)	$H_p$ (cm)	$B_f/B$	$H_b/D$	$H_p/D$	$Q_b$ (l/s)	$Q_p$ (l/s)	$Um_b$ (cm/s)	$Um_p$ (cm/s)	$T_d$ (s)	測定断面数
HH60	7.5	10.5	0.5	1.5	2.1	2.1	14.4	10.5	45.0	60	1
TH60	4.0	8.3	0.5	0.8	1.6	2.3	13.8	28.8	59.4	60	2

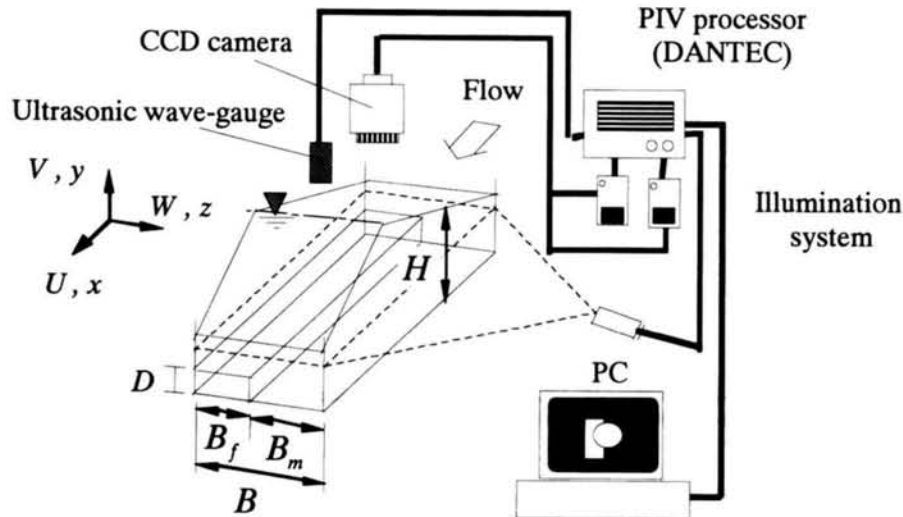


図-7.1 実験装置

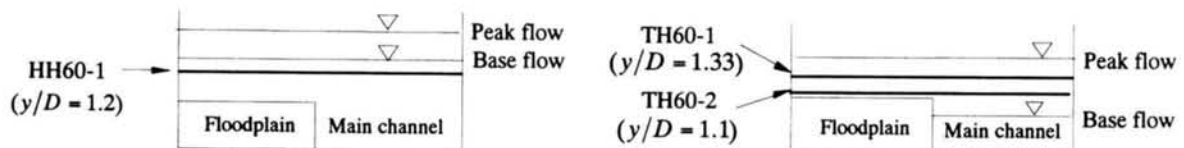


図-7.2 計測断面

ールの計測に成功している。

本実験では光源の YAG レーザーよりレーザー光線が発信され、厚さ 2mm のレーザーライトシートが水路側壁より水面と水平に照射される。この時、照射された領域の一部を CCD カメラによって撮影する。微小時間間隔の 2 枚の画像を得るために CCD カメラのシャッターは常時開放し、コンピューター制御によってレーザー光線をパルス状に発射させた。時間変化する流入流量はコンピューターで自動制御し、流量ハイドログラフは洪水流の本質的な特性を失わない三角波を用いた。なお、水深計測には超音波波高計（KEYENCE 社製）を用いた。

## (2) 計測ケース

表-7.1 に実験条件を示す。本実験では第 5 章と第 6 章で用いた 2 種類の流れ場を対象とした。すなわちケース HH60 は水深が変化する複断面開水路流れであり全時間ステージにおいて複断面である。ケース TH60 は単断面から複断面に移移する非定常開水路流れである。図-7.2 に計測断面を示す。ケース HH60 では水深方向距離  $y/D = 1.2$ ，ケース TH60 では  $y/D = 1.33$  および

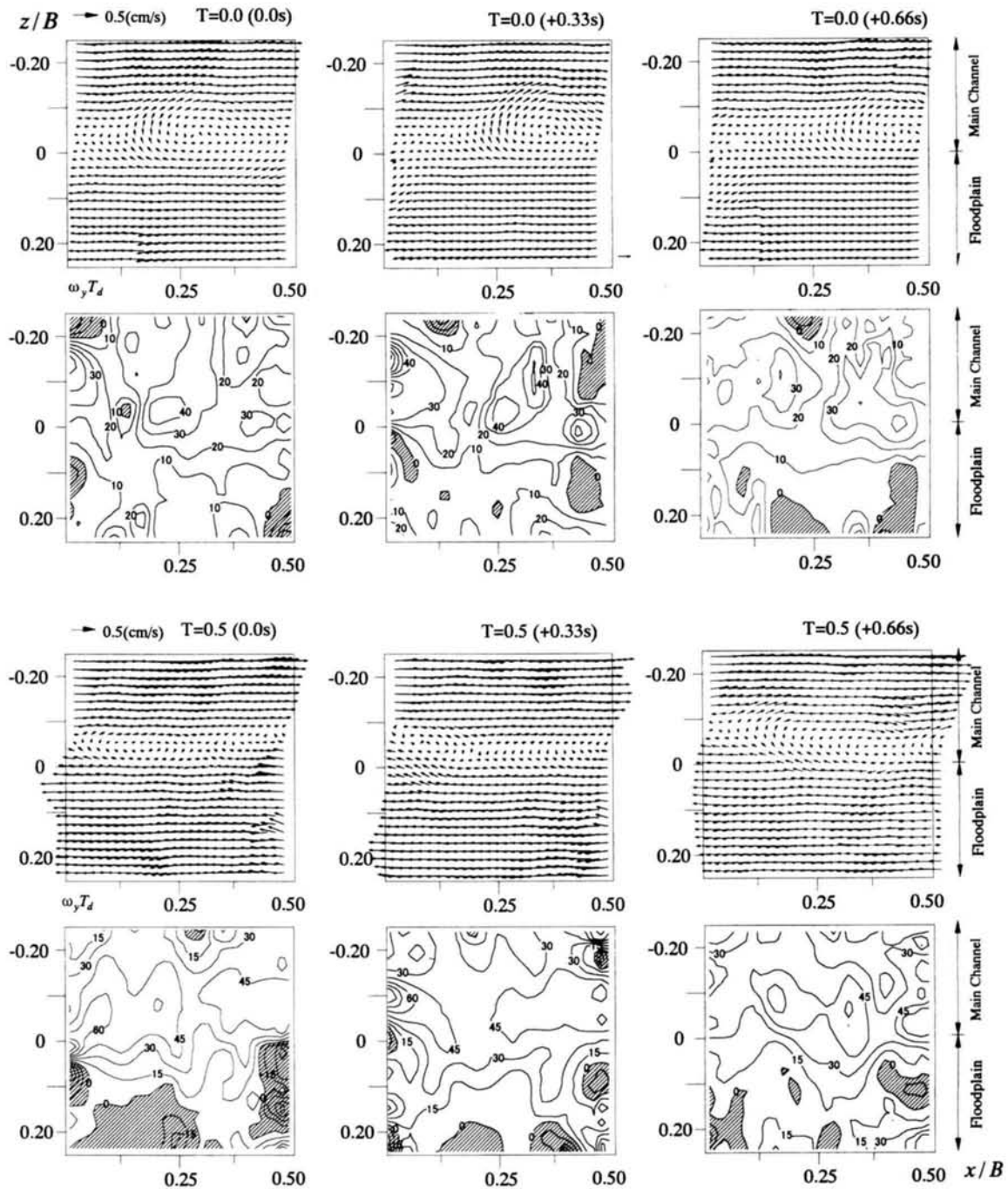


図-7.3(a)-1 流速ベクトルと渦度分布(HH60-1,  $T=0$  および  $T=0.5$ )

$y/D = 1.1$ の高さに計測断面を設定しレーザーシートを照射した。以下、この計測断面名をそれぞれ HH60-1, TH60-1, TH60-2 とする。

### 7.3 実験結果と考察

#### (1) 流速ベクトル分布

図-7.3(a)は HH60 の計測断面 HH60-1 ( $y/D = 1.55$ )におけるある瞬間の流速ベクトル及び渦度

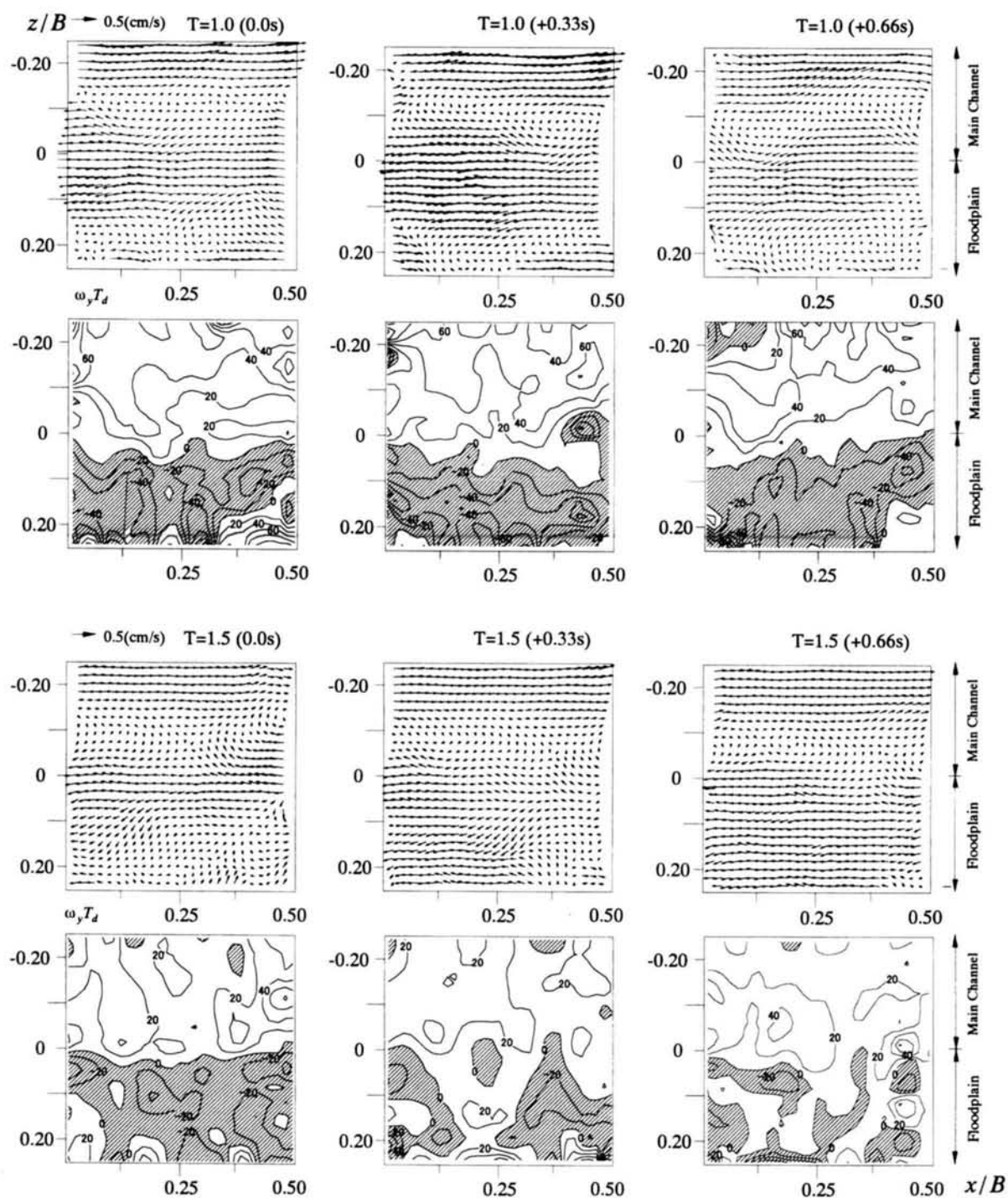
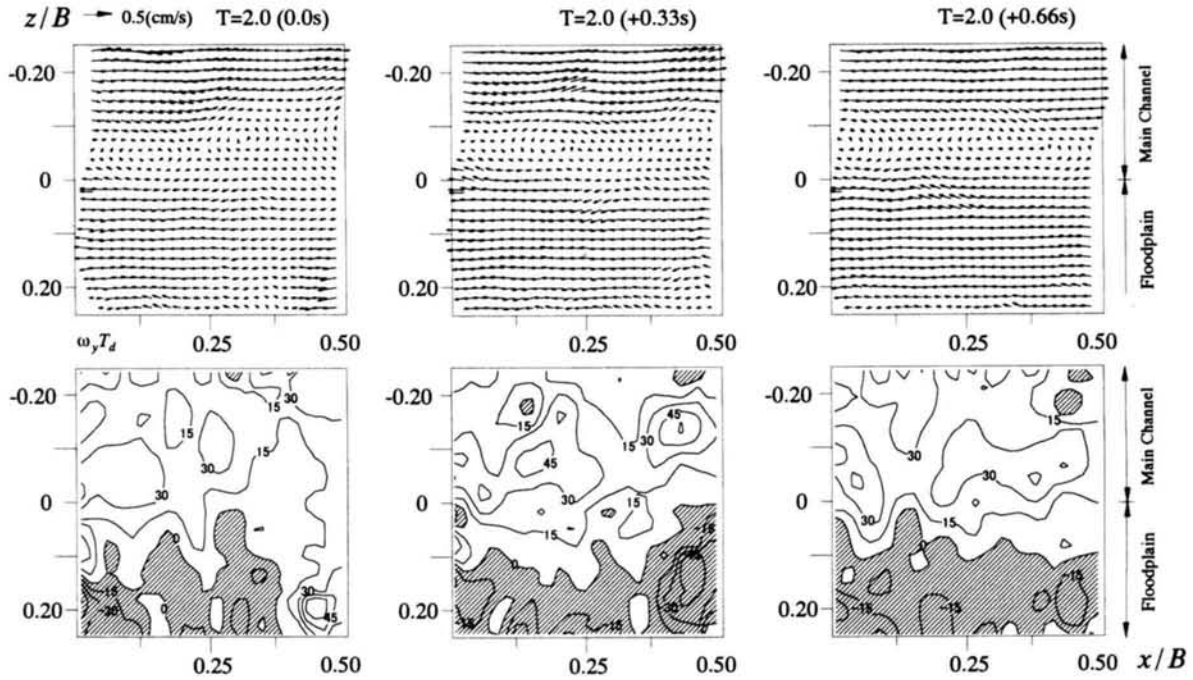


図-7.3(a)-2 流速ベクトルと渦度分布(HH60-1,  $T=1.0$  および  $T=1.5$ )

$\omega_y$ の時系列を示すものである。各代表時間ステージにおいて 0.33s ごとの 3 つの瞬間流れ場を並べた。渦度は式(7.1)で定義される。

$$\omega_z = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x} \quad (7.1)$$


 図-7.3(a)-3 流速ベクトルと渦度分布(HH60-1,  $T=2.0$ )

渦度の値は、増水時間  $T_d$  を乗じて無次元化し、負値の領域には斜線を施した。全ての時間ステップで境界部付近の組織渦構造が下流に輸送されていることがわかる。特に  $T=0.0$  と  $T=0.5$  では、境界部を中心とした時計回りの渦が観察される。一方、ピークフロー時の  $T=1.0$  では、低水路側の時計回りの渦と高水敷側の反時計回りの渦が観察され、渦列は2列となる。渦度分布も水平渦の回転方向と対応して低水路側が正、高水敷が負となっている。 $T=1.5$  では低水路側の時計回りの渦は明瞭であるが、高水敷上の反時計回りの渦は不安定な状態となる。 $T=2.0$  では  $T=0.0$  と同じ1列の水平渦構造に戻る。

図-7.3(b)は単断面から複断面へと遷移するケース TH60 の、計測断面 TH60-1 ( $y/D=1.33$ ) における瞬間流速ベクトルを示すものである。遷移直後の  $T=0.5$  では、境界部付近に水平渦が観察されるが、乱れが強く明瞭ではない。 $T=1.0$  では、渦が発生しつつあるが、明白な組織構造は認めにくい。 $T=1.5$  になると、低水路側と高水敷側に2列の水平渦が観察される。 $T=1.75$  では、境界部付近に中心をもつ水平渦が観測される。このことから、高水敷への氾濫直後は不安定な渦構造となるが、氾濫にともなう強い乱れが時間経過とともに減衰し、水平渦構造が安定することがわかる。

図-7.3(c)はケース TH60 の高水敷底面近くの計測断面 TH60-2 ( $y/D=1.1$ ) における瞬間流速ベクトルを示すものである。 $T=0.5$  では境界部付近に1列の水平渦構造がみられる。 $T=1.0$  では、水平渦はやや低水路側に存在する。一方高水敷側では、水平渦は完全には発達していない。減水期の  $T=1.5$  と  $T=1.75$  では、 $T=0.5$  と同様に、再び境界部付近に1列の水平渦がみられる。

## (2) 渦列の発生と発達過程

図-7.4 は各ケースにおける渦列挙動の時間変化を示すものである。右回りの強い回転をもつ

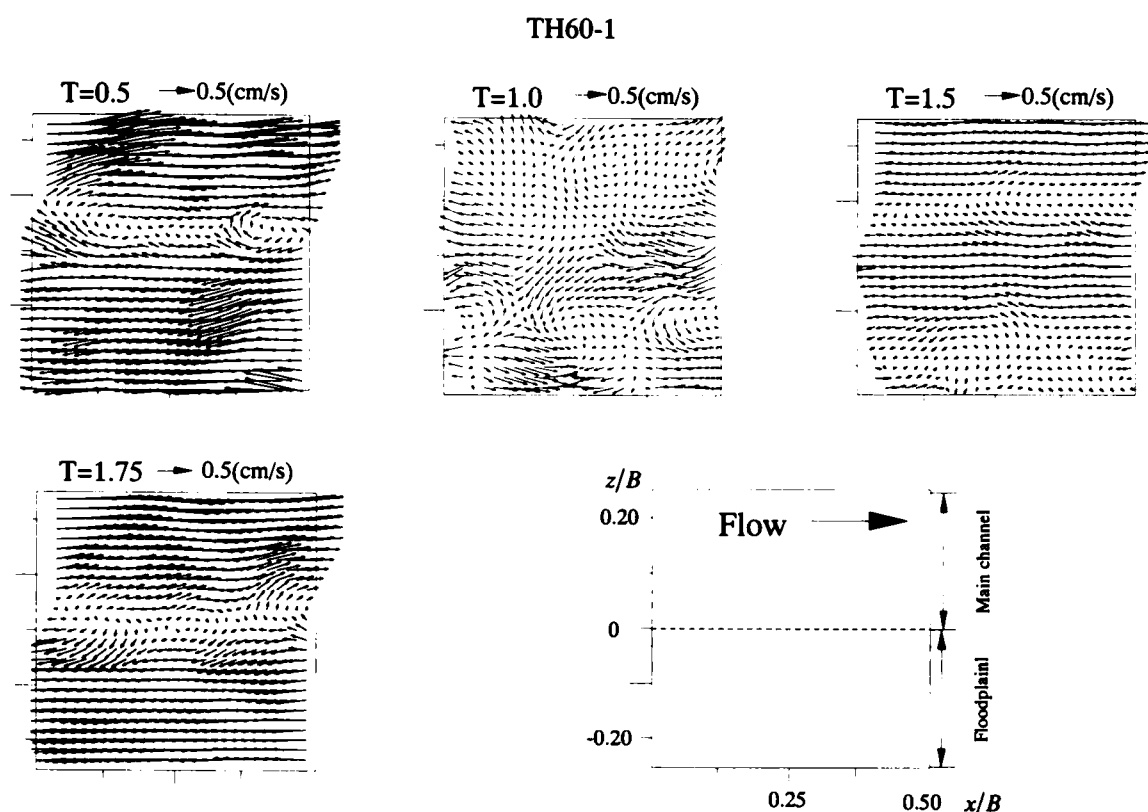


図-7.3(b) 流速ベクトル(TH60-1)

渦が存在する領域では正の渦度，左回りの強い回転をもつ渦が存在する領域では負の渦度の極大領域がそれぞれ分布する．連続撮影画像から解析された渦度分布・流速ベクトルをもとに渦列の中心位置を算定した．渦度分布と流速ベクトルの両者から判別が可能なものを発達した渦と定義し，無次元渦度が  $-25 < \omega_y T_d < -45$ ，または  $25 < \omega_y T_d < 45$  であり，かつ組織構造のない乱れが存在するものをここでは遷移領域と定義した．HH60-1 では，ベースフロー時において境界部付近でみられる単列水平渦は流量増加に伴い低水路側へと移動する．また，高水敷上ではベース時には水平渦がみられない．かぶり水深が増加すると遷移領域を経て，水平渦が完全に発達し，ピーク時 ( $T = 1.0$ ) には水平渦が2列構造になる．減水期には増水期と逆の挙動を示し，水深低下にともなって高水敷の水平渦が不明瞭となる．さらに低水路側の水平渦が境界部に移動し，単列構造に戻る．TH60-1 の増水期では氾濫にともなう乱れが強く明瞭な渦が観察されにくい，時間の経過に伴って流れが安定すると HH60-1 と同様の傾向がみられる．TH60-2 では水深ピーク時においても境界部付近に1つの渦列が存在していることがわかる．これは水深が増加しても河床抵抗のために主流速の横断方向構造がほとんど変化しないからだと考えられる．以上のことから，かぶり水深が小さい時には単列水平渦が境界部付近に発生し，かぶり水深が増加するとこの水平渦は低水路側に移動する．同時に高水敷上にも水平渦が発生し，水平渦は2列構造となる．また渦列の横断方向の移動は渦どうしの干渉によるものと考えられる．

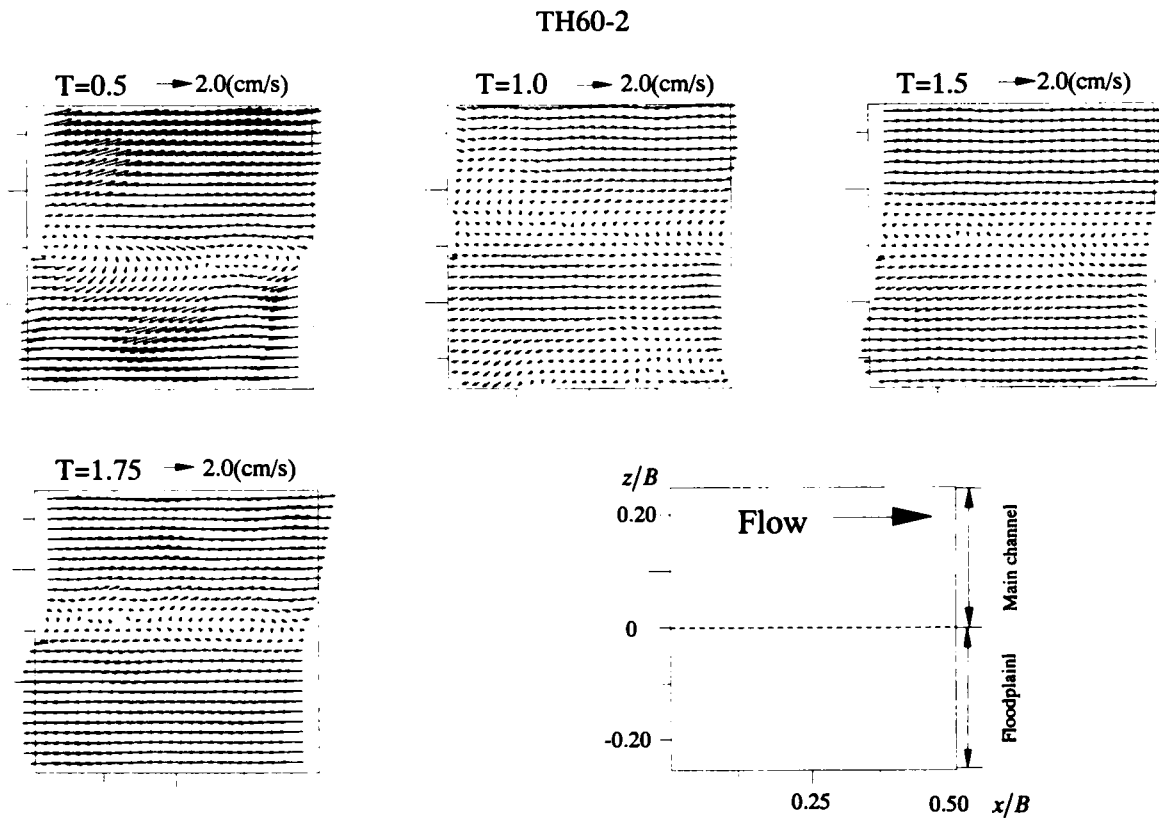


図-7.3(c) 流速ベクトル(TH60-2)

### (3)主流速の横断方向分布と水平渦

図-7.5は主流速の横断方向分布を示すものである。HH60-1ではベース時断面平均流速  $\bar{U}_b$  で、TH60-1と TH60-2では  $T = 0.5$  における断面平均流速  $\bar{U}_{0.5}$  でそれぞれ無次元化してある。HH60-1のベース時ではかぶり水深が浅いために高水敷・低水路間で大きな流速差がみられる。このとき主流速の横断分布の変曲点は境界部付近に1つ存在する。これが  $T = 0.0$  と  $T = 0.5$  で水平渦が境界付近で単列構造となる原因であると考えられる<sup>4,18)</sup>。一方、ピーク時 ( $T = 1.0$ ) には境界部付近で分布の落ち込みが存在する。これはかぶり水深の増加に伴い境界部付近に斜昇流の影響が大きくなることによる。このとき変曲点は低水路側と高水敷側の両方に存在し、この分布特性によって逆回転の2列の水平渦が発生するものと考えられる。TH60-1でも、HH60-1と同様の傾向をもつことがわかる。TH60-2では、全時間ステージにおいて低水路と高水敷間の主流速に大きな差が見られる。すなわち HH60-1および TH60-1と異なりピーク時においても変曲点は1つである。これは底面抵抗の影響が強く、ピーク時においても高水敷上の流速が上昇しないからである。この結果、TH60-2では全期間において水平渦は単列構造を保つ。図-7.6は高水敷部 ( $z/B = -0.2$ )、境界部 ( $z/B = 0.0$ )、低水路部 ( $z/B = 0.2$ ) における無次元主流速の時系列変化を示すものである。すべての計測ケースにおいて、主流速のピークの後に水深のピークが現れており、主流速と水深の時間変化には位相差が存在することが確認できる。HH60-1と TH60-1では、水深上昇に伴い高水敷上 ( $z/B = -0.2$ ) の主流速が境界部の主流速を上回る。一方、TH60-2では主流速の逆転現象は起こらないことがわかる。

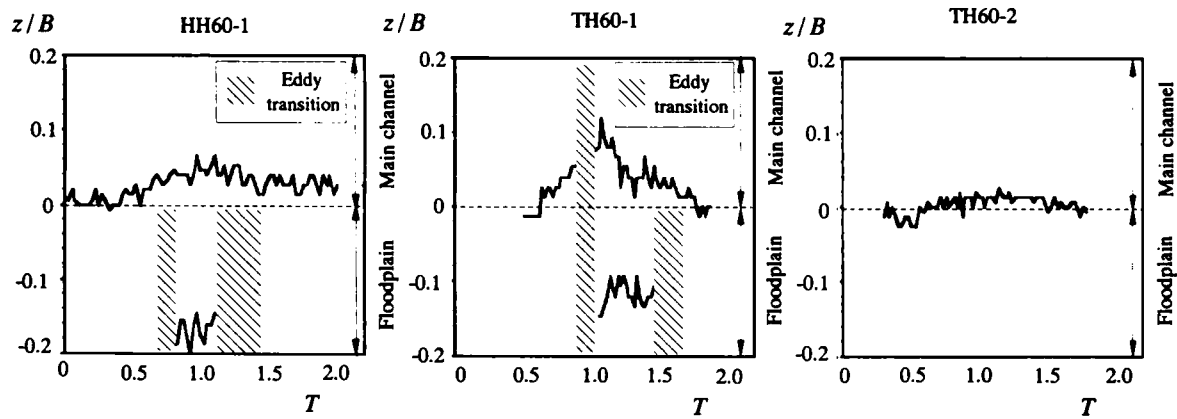


図-7.4 渦列移動

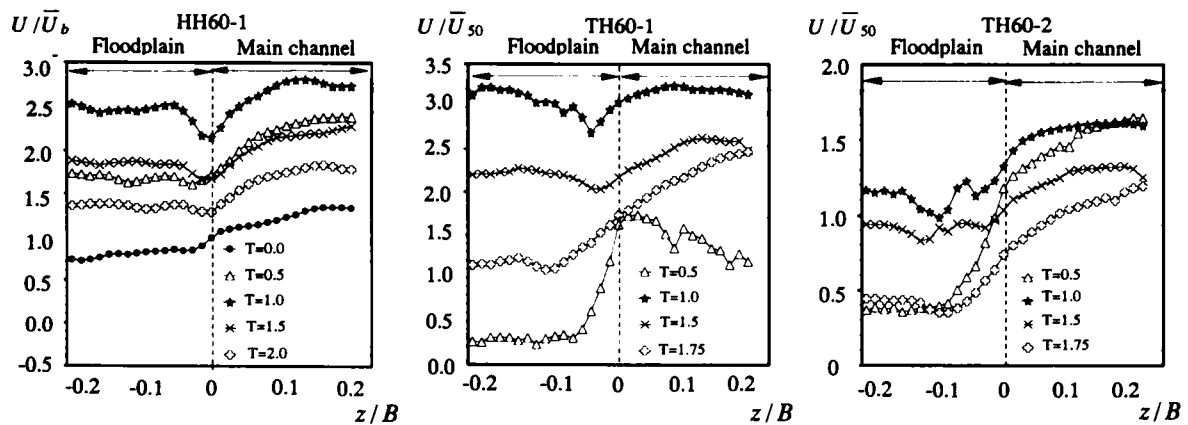


図-7.5 主流速の横断方向分布

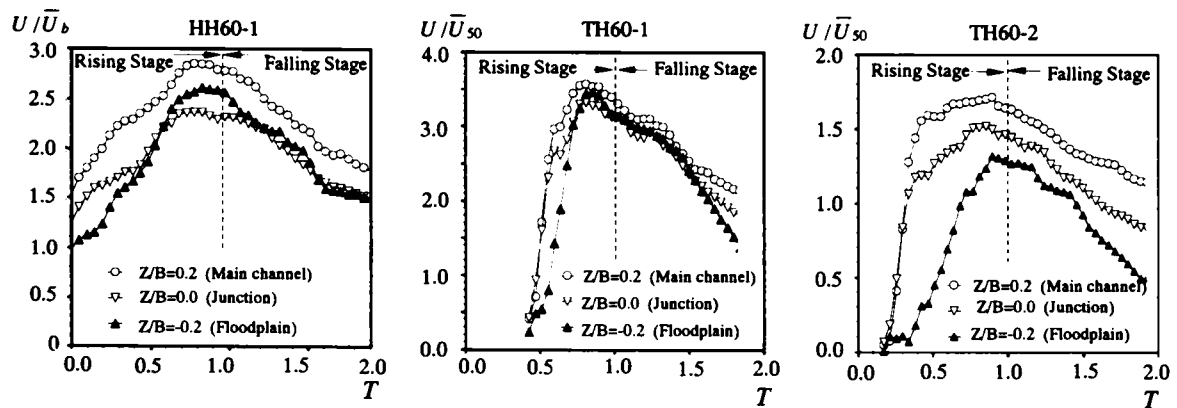
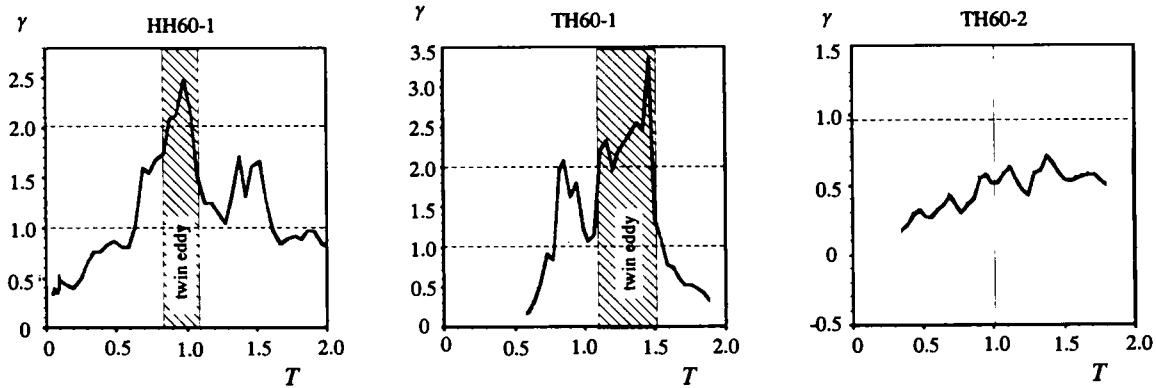


図-7.6 主流速の時系列変化

#### (4) 水平渦構造の判別パラメータ

池田ら(1995)<sup>4)</sup>は Reynolds 方程式を用いた線形不安定解析を行い、主流速分布の変曲点不安定性によって水平渦が発生することを明らかにした。これと本研究のこれまでの結果から、水平渦の時間変化特性は主流速の横断分布によって支配されるといえる。そこで、ここでは低水




 図-7.7 判別パラメータ  $\gamma$  の時系列

路と高水敷の主流速差に着目し、時間変化する水平渦構造を判別するための指標を提案する。式(7.2)に渦構造判別パラメータ  $\gamma$  を定義する。

$$\gamma = \frac{u_m - u_j}{u_m - u_f} \quad (7.2)$$

式中の  $u_m$  は低水路中央部の瞬間流速， $u_j$  は境界部上の瞬間流速， $u_f$  は高水敷中央部の瞬間流速である。 $\gamma < 1$  のとき、主流速分布は低水路から高水敷に向かって減少する。一方、 $\gamma \geq 1$  では、境界部で凹型の分布となる。すなわち境界部での落ち込みが顕著になるにしたがって  $\gamma$  の値が大きくなる。図-7.7 は水平渦構造を判別パラメータで示したものである。なお図-7.3 をもとに渦の発生領域も併示した。図-7.7 から、 $\gamma > 2$  となる時間帯と水平渦が 2 列構造になる時間帯がおおむね一致することがわかる。また  $\gamma < 1$  となる時間帯では、池田ら(1995)<sup>4)</sup> が示したせん断不安定による単列水平渦が境界部で発生する。

#### (5) レイノルズ応力分布

図-7.8 は HH60-1 の横断方向レイノルズ応力分布を時系列に示す。これらはベース時平均流速で無次元化してある。 $T = 0.0$  では境界部付近で正の極大値をもつ。 $T = 1.0$  では低水路側で正の極大値をもち、高水敷側で負の極大値をもつ。これらの特性は水平渦構造と対応している。すなわち、 $T = 0.0$  では境界部付近に単列水平渦が存在し、運動量輸送が活発であることがわかる。一方、 $T = 1.0$  では低水路側と高水敷側に逆回転の 2 列の水平渦が存在し、境

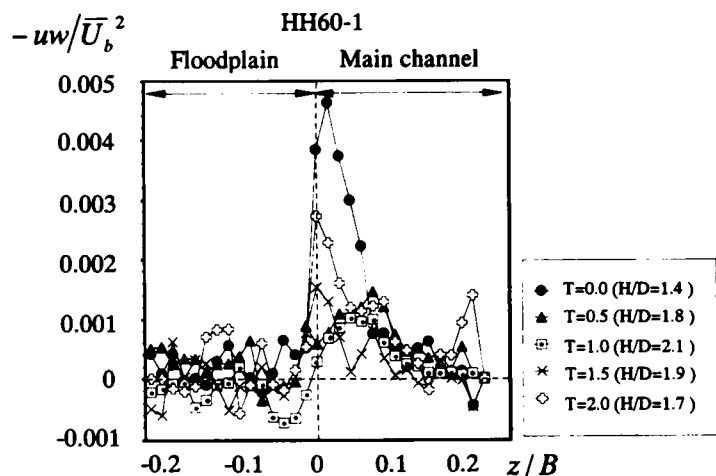


図-7.8 横断方向レイノルズ応力分布



界部ではレイノルズ応力が小さくなり運動量輸送特性はベース時 ( $T = 0.0$ ) の構造から大きく時間変化する。

### 7.4 結語

本章では、PIVを用いて流量が三角波的に増減する非定常な複断面開水路流れを可視化計測し、水平組織渦構造の時間変化特性を実験的に解明した。以下にここで得られた主要な結果を示す。

- 1) 水深変化する非定常な複断面開水路流れでは、かぶり水深が浅いベース時には境界部付近に単列の大規模水平渦が存在する。水深の増加に伴い、水平渦は低水路側に移動する。同時に高水敷側では不規則な乱れが発生し水平渦へと発達する。その結果、かぶり水深の大きなピーク時には2列の水平渦が観察される。
- 2) 単断面から複断面へと遷移する流れの増水期では、氾濫時に発生する乱れが原因で明瞭な水平渦は観測されにくい。時間経過とともに乱れは減衰し、水平渦は安定する。
- 3) 高水敷の底面付近の計測面ではかぶり水深の大きなピークフロー時でも河床抵抗が強いため、水平渦構造は単列構造を保つ。
- 4) 水平渦構造を判別するための無次元パラメータ  $\gamma$  を提案し、主流速分布と水平渦の時間変化特性の関係を解明した。
- 5) ベース時の境界部では単列の水平渦が存在するため、横断方向レイノルズ応力は正の極大値をとり、低水路と高水敷間の運動量輸送が卓越する。ピーク時には低水路および高水敷にそれぞれに逆回転をもつ水平渦が存在するため、横断方向レイノルズ応力は境界部を中心に正と負の分布をもつ。すなわち境界付近の運動量輸送構造は時間的に大きく変化する。

### 参考文献

- 1) Sellin, R.H.J.: A laboratory investigation into the flow in the channel of a river and that over flood plain, *La Houille Blanche*, No.7, pp.22-26, 1964.
- 2) 橋津家久, 阿部崇, 志村拓也, 中山忠暢: PTV 法による複断面開水路流れの時空間相関解析, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.89-98, 1996.
- 3) 石垣泰輔, 今本博健: 可視化法による複断面開水路流れの3次元構造に関する研究, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.45-54, 1995.
- 4) 池田駿介, 村山宜義, 空閑健: 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.131-142, 1995.
- 5) 木村一郎, 細田尚, 村本嘉雄, 安永良: 平面二層モデルによる複断面開水路流れの水平渦運動解析, 水工学

論文集, 第40巻, pp.699-704, 1996.

- 6) 細田尚・櫻井寿久・村本嘉雄：水平渦と2次流を伴う複断面開水路流れの非定常3次元数値解析, 水工学論文集, 第42巻, pp.631-636, 1998.
- 7) 灘岡和夫, 八木宏：SDS&2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論文集, No.473/II-24, pp.35-44, 1993.
- 8) Nadaoka, K. and Yagi, H.: Shallow-water turbulence modeling and horizontal large eddy computation of river flow, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.124, No.5, pp.493-500, 1998.
- 9) 池田駿介, 佐野貴之, 福元正武, 河村一弘：複断面開水路に生じる大規模組織渦と浮遊砂輸送, 土木学会論文集, No.656/II-52, pp.135-144, 2000.
- 10) 池田駿介, 空閑健：直線複断面開水路流れに発生する大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.588/II-38, pp.91-102, 1997.
- 11) 橋津家久, 鬼束幸樹, 相良幸輝, 池谷和哉：かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦に及ぼす影響に関する研究, 土木学会論文集, No.649/II-51, pp.1-15, 2000.
- 12) 牛島省：ビームスキニングを利用した粒子追跡流速測定法, 土木学会論文集, No.539/II-35, pp.99-107, 1996.
- 13) 藤田一郎・河村三郎：ビデオ画像解析による河川表面流計測の試み, 水工学論文集, 第38巻, pp.733-738, 1994.
- 14) 綾史郎・藤田一郎・柳生光彦：画像解析を用いた河川の洪水時の流れの観測, 水工学論文集, 第39巻, pp.447-452, 1995.
- 15) 藤田一郎：トレーサを利用した実河川水制周辺流れのビデオ画像解析, 水工学論文集, 第42巻, pp.505-510, 1998.
- 16) Fujita, I., Muste, M. and Kruger A.: Large-scale particle image velocimetry for flow analysis in hydraulic engineering applications, *J. of Hydraulic Res.*, IAHR, Vol.36, No.3, pp.397-414, 1998.
- 17) 綾史郎・露口肇・柿木理史・室田有紀・藤田一郎：淀川下流部におけるPIVを用いた洪水時の流速観測, 水工学論文集, 第44巻, pp.455-460, 2000.
- 18) Tamai, N., Asaeda, T. & Ikeda, H.: Study on generation of periodical large surface eddies, *Water Resources Research*, Vol.22, No.7, pp.1129-1138, 1986.



## 第 8 章

### 総合的考察



## 8.1 はじめに

ここまで、第2章～第4章で鉛直2次元場、第5章～第7章で複断面場における水深変化する非定常開水路乱流の水力特性を数値計算と水力実験による考察と説明を行ってきた。本章ではこれらの研究結果を総合的に整理し、水深変化を有する洪水乱流の内部構造に関する現象モデルを構築する。

### 8.2 2次元流れの総合的考察

ここでは非定常開水路乱流の鉛直2次元特性について本研究で得られた知見をまとめる。非定常開水路流れの大きな特徴は水深が時空間的に変化することであり、従来からも洪水流解析として流量や水深の解析が1次的に行われ<sup>1),2)</sup>、断面変化を組み込んだ多くの応用研究例がある<sup>3)~6)</sup>。特に興味深い現象は、主流速のピークが水深のピーク以前に現れ、両者に時間的位相差が生じることである。両者の時間変化の関係をプロットするとループ状になり、このループの面積は非定常性の影響を受け、非定常性の強い流れ場ほどループ面積が大きくなる。さらに第4章の鉛直2次元数値計算から、流下方向に流速-水深の位相差が大きくなりループが発達することが予測される。また第2章で考察したように底面粗度の影響も少なからず受けるものと考えられる。一般に流速の時間変化は他の水力スカラー量の時間変化に影響するので、乱れ-水深、浮遊砂濃度-水深の関係にもループ特性がみられる。この結果、洪水流では増水期の方が減水期に比べて乱れや浮遊砂濃度が大きくなる。これは実河川の洪水観測<sup>7)</sup>でも報告されているように水工学的に重要な非定常特性である。図-8.1に示すようにループ特性は流れ場の横断方向位置や流下方向位置、非定常性の大きさなどの様々な要因に支配されるから、ループ面積の大きさは非定常流れにおける流れ場状況を知る一つの目安となる。

図-8.2は非定常開水路乱流の流下方向特性を模式的に示したものである。第4章の結果から、洪水乱流の水深波形は流下方向に変形（非対称化）するとともにその波高は減衰する。また上述したように主流速と水深の時間変化の位相差が流下方向に発達し、主流速-水深ループが観察される。このように主流速や水深は流下方向に時間的空間的な変化特性をもつ。アスペクト比 $B/H$ が大きな流れにおける低水路中央付近では、2次流の影響が小さいから鉛直2次元的な扱いが可能である。従来の研究と第2章～第4章の結果から、摩擦速度で無次元化した主流

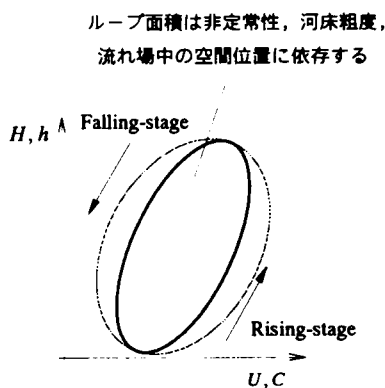


図-8.1 ループ構造

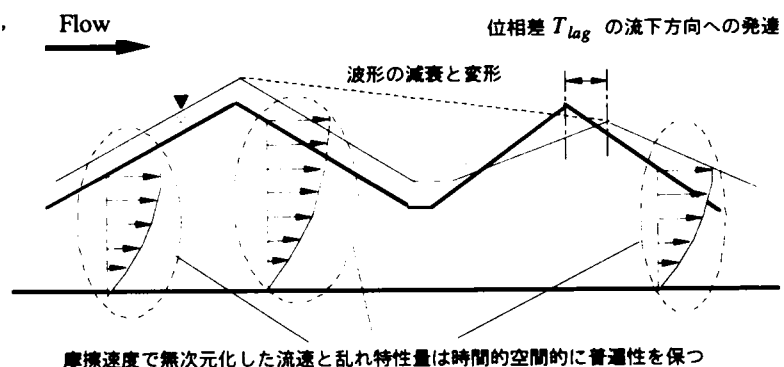


図-8.2 非定常開水路流れの流下方向構造

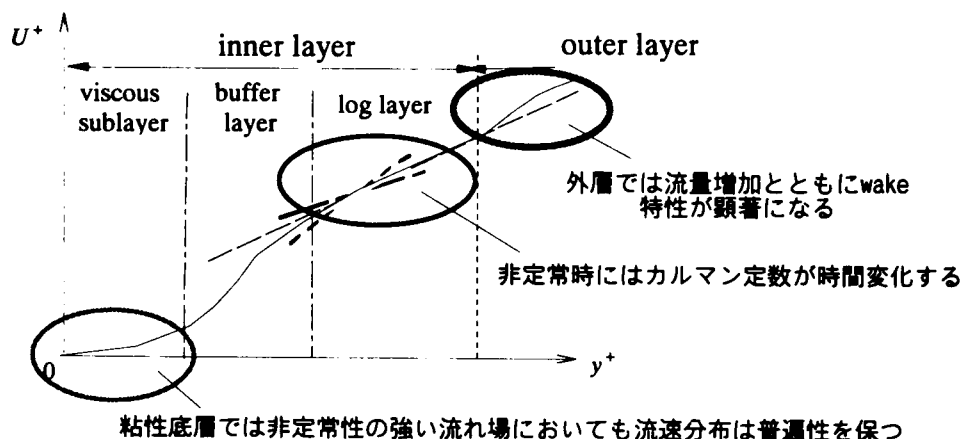


図-8.3 非定常開水路流れの平均主流速構造

速分布や乱れ特性量分布は定常流と同様に基本的に普遍性を保つ。この普遍特性は流速や水深の時空間変化の影響を受けずに、流下方向の任意地点においてほぼ成立する。

一方、最近の実験的研究<sup>8)~12)</sup>や第3章における乱流計算から底面と水面近傍の非定常特性が詳細に解明された。図-8.3に非定常開水路流れの平均主流速構造の模式図を示す。上述のように摩擦速度で無次元化した主流速や乱れ特性量の分布構造は基本的には普遍性を保つが、圧力勾配の効果によって外層では主流速分布の wake 特性が大きくなり、内層（対数層）では  $Q$  の時間変化が最も大きい増水期および減水期でカルマン定数がそれぞれ普遍値から減少および増加し、無次元主流速勾配  $\partial U^+ / \partial y^+$  が時間変化する。これらの特性は非定常性が大きいほど顕著となり、本研究で構築した鉛直2次元数値計算モデルによっても良好に再現できた。特に wake の非定常特性については第4章の述べたように、そのメカニズムは数値計算の結果から圧力勾配と鉛直流速の影響によることがわかった。

### 8.3 3次元流れの総合的考察

ここではかぶり水深が時間的に変化する非定常な複断面開水路流れにおける3次元構造についてまとめる。従来の研究によって定常流れにおける水平渦と斜昇流の関係（流れの3次元構造）は解明されつつあるが<sup>13)~16)</sup>、非定常複断面流れにおいては未解明点が多い。図-8.4に非定常複断面流れにおける本研究で得られた知見を現象モデルとして示した。高水敷への氾濫直後は乱れが強く水平渦は不明瞭であるが、かぶり水深がある程度確保されると境界付近を中心に低水路と高水敷の主流速差に起因する単列水平渦が発生する。同時に境界部で横断方向レイノルズ応力が卓越し、低水路から高水敷に高速流体が輸送され、高水敷から低水路に低速流体が輸送される。かぶり水深がさらに増加すると、高水敷底面からある程度離れた平面ラインにおいては、境界部付近で発達した斜昇流によって主流速の横断方向分布は境界部付近で凹型にくぼむ。増水ステージでは非定常性が大きいほど、水面上昇効果によって斜昇流の傾きが垂直に近くなる。しがって斜昇流による低速流体の水面への輸送が活発になるから、主流速分布の凹型化がより明確になるものと思われる。主流速の横断分布構造の変化にともない、高水敷

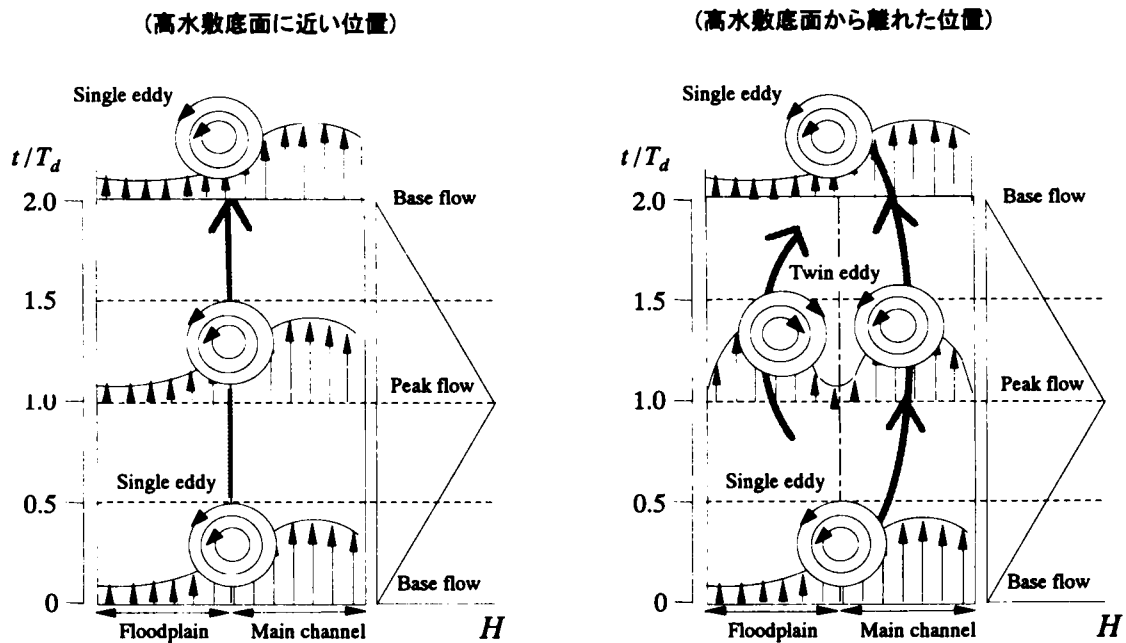


図-8.4 水平渦の非定常な発生・発達モデル

側では新たな逆回りの水平渦が発生し水平渦は2列構造となる。この複列構造が明確になるにしたいが2つの渦列は互いに干渉するため境界部にあった渦列は低水路側に移動し、新しく発生する渦列は発達しながら高水敷側に移動する。逆回転の複列水平渦に対応して、レイノルズ応力は境界部を中心に正值と負値の対称的な分布をもち、運動量輸送形態が大きく時間変化する。なお高水敷の底面近傍では、全時間ステージにおいて主流速の横断方向差が大きいため、水深ピーク時でも複列構造にはならない。減水期では、かぶり水深の低下とともに高水敷上の水平渦は消滅するとともに低水路側の渦列が境界部に移動して増水開始前のベース時の状態に戻る。一方、高水敷底面に比較的近い平面ラインにおいては斜昇流の影響よりも底面摩擦効果の影響の方が大きいので、水深ピーク時においても主流速構造はほとんど変化せず、全期間において境界部付近で単一のシアーをもつ。水平渦も単列構造を保ち、複列に分離しない。このことから主流速シアーと水平渦構造が深く関わっていることがわかる。

鉛直2次元場でみられたループ特性は複断面の非定常流れにおいてもみられる。特に高水敷と低水路における主流速に時間位相が生じるために、流速が大きな低水路の方が高水敷上よりもループ面積が大きくなる。2次元場と同様にループ面積は非定常性の大きさにも依存する。

#### 8.4 単断面から複断面に遷移する流れの総合的考察

最後に水工水理学上、解明意義の大きな単断面から複断面に遷移する流れについて本研究で得られた成果をまとめる。図-8.5は第5章~第7章で得られた知見をもとに複断面河道で発生する洪水流の3次元的な内部構造を模式的に示したものである。(a)はケースTHにみられる単断面から複断面への遷移直後の状態である。このステージでは高水敷と低水路の主流速 $U$ の差が著しく、高水敷と低水路の境界部にはせん断不安定性によって一列の水平渦が発生すること



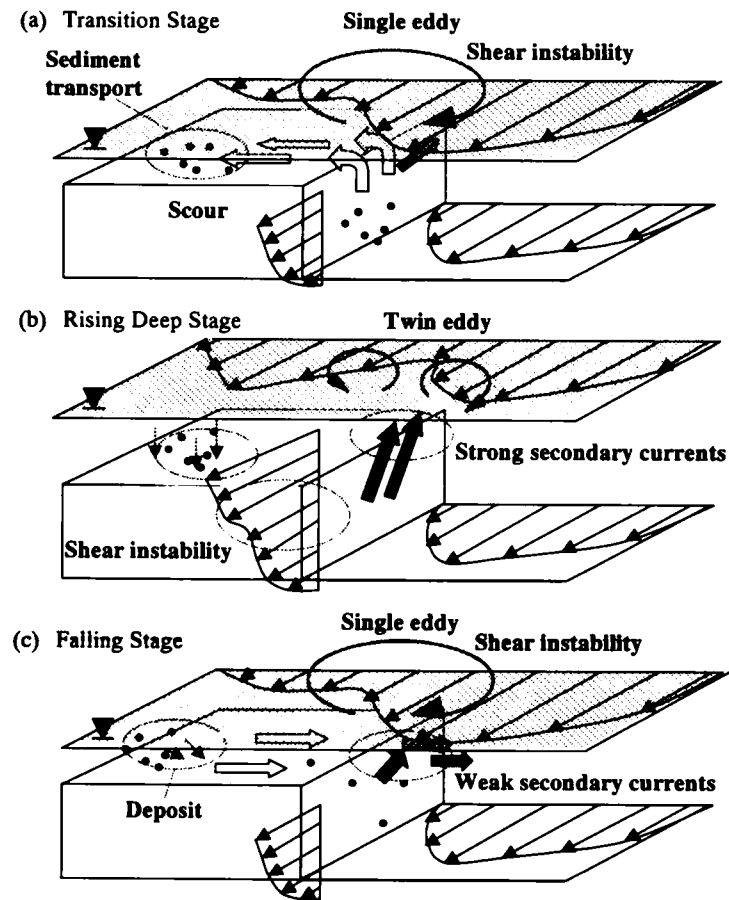


図-8.5 水平渦の非定常な発生・発達モデル

が池田ら(1995)<sup>17)</sup>によって理論的・実験的に示されている。第7章のPIV計測から水深が非定常変化する場合にもこの特性がみられることが明らかにされた。斜昇流などの2次流も発生するが、水平渦の方が卓越し、低水路の流れを支配すると考えられる。またこの時、境界部から高水敷に向けて一方向的な2次流れ( $W < 0$ )が起こり、低水路から高水敷への運動量や質量輸送が活発になる。特に実河川ではこのステージにおいて大量の土砂や浮遊砂が高水敷へ輸送されるために重大な河川環境問題となっている。(b)はケースHHに相当する高水敷への氾濫からさらに水深が上昇するステージである。境界部付近の斜昇流が卓越し、低運動量を水面側に輸送するため横断方向の流速分布は、図のように境界部付近で凹型にくぼむ。このため水平渦は二列構造となる<sup>18)</sup>。また非定常流では定常流に比べて、水面上昇効果によって斜昇流の向きが鉛直に近づくため、より大きな低運動量輸送が誘起され则认为られる。このステージでは2次流が安定し、ステージ(a)で高水敷に輸送された土砂や浮遊砂の沈降が始まる。一方(c)は減水ステージである。かぶり水深が減少するとともに主流速のシアは(a)で示した氾濫直後のステージに類似した構造になるが、高水敷上では低水路へ向かう一方向的な2次流れ( $W > 0$ )が発生し、土砂等の浮遊物質の一部が高水敷上に堆積されつつ低水路側に戻されるものと考えられる。これらの特性は本研究の3次元非定常計算でも再現されており、氾濫流の本乱流計算が有用であることが示された。

## 8.5 おわりに

本章では第2章～第7章で得られた知見のまとめとして、非定常開水路流れの鉛直2次元特性、非定常複断面流れの3次元特性、および単断面から複断面への遷移プロセスを有する洪水乱流の3次元構造について、それぞれの現象モデルを構築した。本モデルによって複断面洪水乱流の内部構造が解明された。今後はより多くの流れ場ケースを水理実験および数値解析することで本研究成果の有用性および妥当性を示したい。

## 参考文献

- 1) Hayashi, T.: Mathematical theory and experiment of flood waves, 土木学会論文集, 第18号, 1953.
- 2) 速見頌一郎: 洪水流の理論について, 土木学会水工学論文集, 水工学の最近の進歩, 1953.
- 3) 是枝忍・秋本保・丸岡計: 河川における洪水伝播のシミュレーション, 第13回水理講演会論文集, pp.7-12, 1969.
- 4) 高橋保: 不規則断面水路の洪水流(1), 京都大学防災研究所年報, 第13号B, pp.219-230, 1971.
- 5) 玉井信行・河西基: 河道狭窄部が洪水波形に及ぼす影響について, 第22回水理講演会論文集, pp.239-244, 1978.
- 6) 山田啓一・高橋裕: 洪水波の不連続現象とその発生機構について, 第24回水理講演会論文集, pp.375-380, 1980.
- 7) 長谷川和義: “石狩川における流量と浮遊砂濃度の同時計測”, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費成果報告書(代表: 芦田和男), pp.45-55, 1992.
- 8) 橋津家久・門田章宏・中川博次: 非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.491/II-27, pp.81-88, 1994.
- 9) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Measurements in unsteady free-surface flows, *Flow Measurements and Instrumentation*, Butter worth Heinemann, UK, Vol.6, No.1, pp.49-59, 1995.
- 10) Nezu, I., Kadota, A. and Nakagawa, H.: Turbulent structure in unsteady depth-varying open channel flows, *J. of Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.123, pp.752-763, 1997.
- 11) Nezu, I. and Onitsuka, K.: Turbulent Structures in open-channel flows with strong unsteadiness, *Proc. of 2nd Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Stockholm, Vol. 1, pp.341-346, 2001.
- 12) 橋津家久・鬼束幸樹: 強い非定常性を受ける開水路乱流の平均流特性, 土木学会論文集, No.705/II-59, pp.45-54, 2002.
- 13) 福岡捷二・藤田光一: 複断面河道の抵抗予測と河道計画への応用, 土木学会論文集, 第411号, II-12, pp.63-72, 1989.
- 14) 石垣泰輔・今本博健: 可視化法による複断面開水路流れの3次元構造に関する研究, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp.45-54, 1995.
- 15) 池田駿介・村山宣義・空閑健: 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.131-142, 1995.
- 16) 細田尚・櫻井寿久・村本嘉雄: 水平渦と2次流を伴う複断面開水路流れの非定常3次元数値解析, 水工学論文集, 第42巻, pp.631-636, 1998.

- 17) 池田駿介・太田賢一・長谷川洋：側岸部植生境界の周期渦の発生機構，土木学会論文集，No.443/II-18,pp.47-54，1992.
- 18) 橋津家久・鬼束幸樹・相良幸輝・池谷和哉：かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦に及ぼす影響に関する研究，土木学会論文集，No.649/II-51，pp.1-15，2002.

## 第 9 章

### 結論



本研究は、水深および流量が大きく時間変化する非定常な複断面開水路乱流の水利特性を計算流体力学的手法と実験水理学的手法の双方から解明したものである。まず第2章から第4章までは鉛直2次元の非定常開水路流れを対象に、主に RANS モデルを用いた数値計算によってその乱流構造の再現と流れ特性のメカニズムについて考察し、さらに応用計算として浮遊砂を含む洪水乱流の数値予測を行った。次に第5章から第7章までは、LDA と PIV システムを用いて非定常な複断面開水路流れにおける3次元乱流構造を実験的に解明し、同時に3次元数値シミュレーションによってそれらの再現を試みた。以下に各章を要約して結論とする。

第1章ではまず非定常開水路流れの従来の研究を取り上げて、計測システムの進展によって乱流構造の詳細な解明が可能となったこと、管路流と異なり水面境界が大きく移動し現象が非常に複雑になることから数値計算的研究がほとんどなされていないことを述べた。次に治水および河川環境上において、高く注目されている複断面開水路流れの既往研究を列挙した。それらのほとんどが定常流を対象にしており、水深変化する非定常な複断面流れに関する研究は少なく、特に単断面から複断面への遷移プロセスを有する非定常開水路流れの内部構造については未解明点が多いことを説明した。最後にこれらの現状から本研究の目的を整理して研究のフレームワークを詳述した。

第2章では粗面場の鉛直2次元非定常開水路射流の LDA 計測を行い、この実験結果と従来の実験データベースを比較することで、壁面粗度とフルード数が乱流構造の非定常特性に与える影響は比較的小さいことを示した。さらに主成分分析手法を用いて水利パラメータをグループ化することで、壁面粗度の存在が主流速と水深のピーク時刻差に影響を与えることを示し、粗度効果を組み込んだ新しい非定常パラメータを提案した。

第3章では非等方低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルと VOF 法を組み合わせる非定常開水路乱流における鉛直2次元の数値モデルの開発を行った。前半部ではカルマン定数が非定常時においても普遍値  $\kappa=0.41$  となる弱い非定常性をもつ水利ケースを対象とした。このケースでは  $\kappa$  が固定値として既知に与えられるので摩擦速度の算出に対数則が適用できる。計算結果は平均速度分布や乱れ分布を中心に実験結果から明らかにされている非定常開水路流れの内部特性を再現でき、さらにせん断応力の構成成分の非定常特性や乱れエネルギー収支特性など計測が難しい項目についても予測値を得ることができた。後半部では  $\kappa$  が時間変化する非定常性が比較的大きな流れ場を対象に数値計算を行った。ここではモデル定数  $C_\mu$  を時間変化させる非定常効果関数を開発し、これを計算コードに組み込むことで  $\kappa$  の時間変化特性を比較的良好に再現することができた。摩擦速度は、 $\kappa$  が固定ではないので対数則は適用できず、粘性底層における理論式からほぼ正確に評価した。さらに粘性底層における乱れ特性量の分布についても実験値と良好に一致し、本計算モデルの有用性が示された。

第4章では第3章で開発した計算モデルをベースに浮遊砂を含む非定常開水路乱流の数値計算を行った。基礎段階として流下方向に十分長い計算距離の下で水深変化する非定常開水路清水流れの乱流計算を行い、第3章では考察しなかった流下方向への水利特性の変化を考察した。その結果、流下方向へのループの発達や水面形、流速および圧力の時間的空間的な特性を数値予測するとともに wake 現象の発生機構を明らかにした。さらにこの数値モデルに、浮遊砂による浮力効果を組み込んで非定常浮遊砂流れの数値シミュレーションを行い、浮遊砂濃度の時空間分布や浮力効果による内部構造の変化を数値予測することができた。

第5章では水深変化する非定常な複断面開水路流れを対象に LDA を用いた3次元点計測を行った。まず前半部では基礎段階として、ベース水深を高水敷よりも高く設定した流れ場、すなわち洪水の全期間において複断面流れであるケース HH を対象に乱流計測し、①流速-水深のループにおいて低水路と高水敷でその大きさが変化すること、②主流速分布において、かぶり水深の増減とともに低水路と高水敷間における主流速差が時間変化し、さらに高水敷隅角部では斜昇流の影響を受け流速分布が低水路へ張り出すこと、③2次流分布において、非定常ステージの全期間で定常複断面流れと同様に境界部付近に斜昇流が観察されるが、増水期では斜昇流ベクトルの傾きが鉛直に近くなり、反対に減水期では傾きが小さくなること、④これらの2次流構造が主流速や乱れ特性量の分布に大きな影響を与えることなどが解明された。さらに後半部ではベース水深を高水敷よりも低く設定し、流量の増加とともに水路の断面形状が単断面から複断面へ遷移する実験ケース TH を対象に同様の LDA 計測を実行した。その結果、①主流速  $U$  の分布は高水敷への氾濫後はケース HH とおおむね類似した傾向が見られるが、時間経過とともに最大主流速の位置が大きく変化すること、②2次流分布では高水敷への氾濫後はケース HH と同様に斜昇流が観察されるが、増水期においては低水路側から高水敷へ向かう横断方向の流れが見られ、減水期においては逆の向きの流れが発生し、断面遷移流れ特有の現象が発生することが実験的に明らかにされた。

第6章では第5章で扱った水深変化を有する非定常な複断面開水路流れを対象に代数応力モデルと VOF 法を用いて3次元の乱流計算を行い、第5章で得た実験結果と比較・検討した。ケース HH の数値計算では斜昇流ベクトルの分布にみられる傾きの時間変化特性の再現に成功し、定常計算との比較から、この傾き変化特性が水面の上昇下降運動に起因し、流れ場の非定常性の影響を大きく受けることを明らかにした。さらに2次流が主流速や乱れ特性量の分布に及ぼす効果や底面抵抗の分布を再現した。ケース TH では単断面から複断面への遷移時における数値モデルを開発し、遷移時における増水期および減水期にみられる2次流分布の特性や乱流構造に関して実験結果を良好に再現することができ、本研究で開発した3次元計算モデルの有用性を示した。

第7章では水深変化する非定常な複断面流れにおける大規模組織渦の時間的な発達特性の解明を目的に、流れの瞬間値を空間的に同時計測できる PIV システムを用いて非定常流の可視化実験を行った。特にかぶり水深の増加により水平渦構造が単列から複列に分離する過程や横断方向レイノルズ応力  $-\overline{uw}$  と水平渦構造の関係、単断面から複断面への遷移過程における組織渦の構造変化等のメカニズムを実験的に解明することに成功した。

第8章では第2章から第7章の研究結果を総合的に考察して複断面の洪水乱流にみられる内部構造の現象モデルを提案した。

最後に本論文の問題点と今後の課題を以下に列挙する。

- (1) 第2章の LDA 計測により従来の LDA データベースの一層の充実化がはかられたが、底面粗度の影響を詳細に調べるためには粗面ケース数が少ない。今後は粗度粒径だけでなくその種類・材質および形状等を系統的に変化させて、さらに多くの粗面場計測を行う必要がある。

- (2)第3章の非定常な鉛直2次元計算は壁面近傍から自由水面までの全領域における乱流構造を良好に再現できたが、RANSモデルを適用しているのでバースト現象等の瞬間構造の考察が難しい。今後は流入および流出境界条件を改良してLESやDNSへ発展させる必要がある。
- (3)第4章では浮遊砂の洪水流特性を数値予測したが、底面境界の扱いは簡単のために底面形状を固定して壁関数を適用した。今後は乱流モデルを低レイノルズ数化するとともに底面洗掘を数値モデル化して、より高精度でかつ実用的な数値シミュレーションモデルを構築する必要がある。
- (4)第5章では非定常な複断面流れを対象に流速3成分のLDA実験を行ったが、実験値は独立した点計測情報であるため、高精度な平均流解析は可能であっても組織構造や空間的な相関特性が解明されない。今後、可視化実験などを併用して非定常流れにおける斜昇流の瞬間特性や水平渦との関連を実験的に解明する必要がある。
- (5)第6章では非定常な複断面開水路流れを対象に3次元の乱流計算を行い、横断面における主流速、2次流および乱流統計量の分布を再現したが、摩擦速度の時系列特性や底面せん断応力分布に関しては実験値との定量的なずれも認められた。今後はモデルの低レイノルズ数化をはかって、定量的な精度の向上や厳密な断面遷移特性の数値モデル化を行う必要がある。
- (6)第7章ではPIV計測によって水平渦構造の非定常特性が実験的に解明された。今後は第6章で構築した乱流計算モデルのLESあるいはDNS化をはかり水平渦の非定常特性や3次元構造を計算流体力学(CFD)の側面からアプローチして、本実験結果をより詳細に考察および検討する必要がある。





## 謝辞

本研究を進めるにあたり終始懇切丁寧な御指導を賜った京都大学大学院工学部研究科環境地球工学専攻教授 欄津家久先生に深甚なる謝意を表します。先生には研究の方向性をはじめとして、開水路乱流に関する貴重な体験に基づく提言をいただき、さらには研究者としての心構えにいたるまでご指導いただきました。ご多忙の中、夜遅くまで親身になって研究面の相談にのっていただき、常に著者を温かくかつ厳しく激励していただきました。本学位論文が無事に完成したのも、ひとえに先生の支えによるものであると確信しております。厚く御礼申し上げます。

また数値計算を中心に重要なアドバイスを頂きました同環境地球工学専攻助教授 牛島省先生、および乱流計測や計算機の基礎知識・実践技術などを親切にご指導頂いた当時同環境地球工学専攻助手 鬼束幸樹先生(現・九州工業大学工学部)に深く感謝致します。

京都大学防災研究所教授 井上和也先生および京都大学大学院土木工学専攻教授 細田尚先生にはお忙しい中、本論文を審査して頂きました。重ねて御礼申し上げます。

京都大学防災研究所助教授 戸田圭一先生および長崎大学工学部助手 川池健司先生には著者が京都大学工学部時代に研究の基本的姿勢を丁寧に教えて頂きました。心から感謝致します。摂南大学工学部教授 澤井健二先生および大阪工業大学工学部教授 綾史郎先生には、淀川愛好会を通じて、実河川における様々な問題について貴重なご意見・ご助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

本論文の第2章と第5章の長時間にわたる非定常実験を中心にデータ整理から図面作成まで率先的に動き時間を惜しまず協力して下さった当時京都大学大学院工学研究科修士課程 坂根由季子氏(現・株式会社野村総合研究所)、第5章のLDA計測に協力してくれた京都大学大学院工学研究科修士課程 若元洋樹氏、第7章のPIV計測に積極的に取り組んでくれた京都大学大学院工学研究科修士課程 後藤健氏の非定常開水路乱流研究グループの方々に深く感謝致します。本論文は非定常グループ全員の協力の成果であると思っています。本当にありがとうございました。また本研究をいつも楽しい雰囲気の中で遂行することができたのは水域環境工学研究室の皆様のおかげです。この場を借りて御礼申し上げます。

最後に修士課程および博士課程進学を快く認めてくれ、いつも応援してくれた家族と親戚の皆様一同に心から感謝いたします。

(付録)

本論文に関連する審査付論文リスト

- 1) 瀬津家久・牛島省・山上路生：水深変化を有する非定常な開水路流れの数値計算，土木学会論文集，No.691/II-57，pp.63-72，2001.
- 2) 瀬津家久・牛島省・山上路生・坂根由季子：低レイノルズ数型  $k-\varepsilon$  モデルと VOF 法を用いた非定常開水路流れの数値計算，水工学論文集，土木学会，第 45 巻，pp.547-552，2001.
- 3) Sanjou, M.: Analysis of Unsteady Open-channel Flows by Numerical Calculation, *Proc. of 29th IAHR Congress, Student Competition*, Beijing, pp.136-142, 2001.
- 4) 瀬津家久・山上路生：応力モデルと VOF 法を用いた非定常な開水路の乱流構造に関する数値解析，応用力学論文集，Vol.4，pp.601-610，2001.
- 5) 瀬津家久・山上路生：非定常開水路流れの内層における乱流構造に関する数値計算，水工学論文集，土木学会，第 46 巻，pp.397-402，2002.
- 6) Nezu, I. and Sanjou, M.: Numerical Calculation of Near-Wall Region in Unsteady Open-Channel Flows, *Advances in Hydraulics and Water Engineering (ed. John Junke Guo)*, World Scientific Pub., Singapore, Vol.1, pp.136-142, 2002.
- 7) Nezu, I. and Sanjou, M.: Numerical Study on Space-Time Structure in Unsteady Turbulent Open-Channel Flows with Suspended Sediment, *Proc. of 10th International Symposium on Flow Visualization*, Kyoto, 7 pages on CD-ROM, 2002.
- 8) 瀬津家久・山上路生・坂根由季子：非定常な複断面開水路流れの乱流構造に関する実験的研究，水工学論文集，土木学会，Vol.46，pp.553-558，2002.
- 9) Nezu, I., Sanjou, M. and Sakane, Y.: Three-Dimensional Measurements with Laser Doppler Anemometers in Unsteady Depth-Varying Compound Open-Channel Flows, *Advances in Hydraulics and Water Engineering (ed. John Junke Guo)*, World Scientific Pub., Singapore, Vol.1, pp.56-61, 2002.
- 10) 瀬津家久・山上路生・坂根由季子：水深変化する非定常な複断面開水路流れの 3 次元乱流構造に関する研究，土木学会論文集（2003 年 2 月 印刷中）
- 11) Nezu, I., Sanjou, M. and Sakane, Y.: LDA Measurements of Turbulence Characteristics in Transition from Rectangular to Compound Unsteady Open-channel Flows, *Proc. of 3rd Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Sendai（2003 年 6 月 掲載決定）
- 12) 瀬津家久・山上路生：水深変化を有する非定常な複断面開水路流れの 3 次元乱流計算，水工学論文集，土木学会，第 47 巻（2003 年 2 月 印刷中）
- 13) Nezu, I. and Sanjou, M.: 3-D Numerical Simulation of Turbulent Structure in Time-depending and Depth-Varying Unsteady Compound Open-channel Flows, *Proc. of 3rd Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Sendai（2003 年 6 月 掲載決定）
- 14) 瀬津家久・山上路生・後藤健：水深が時間的に変化する複断面開水路乱流における組織渦の発生・発達現象，水工学論文集，土木学会，第 47 巻（2003 年 2 月 印刷中）